

Bestimmung der Driftbeweglichkeit von Leitungselektronen in ZnO mit Hilfe des akustoelektrischen Effektes

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Gerhard Pensl
aus Falkenau

Bestimmung der Driftbeweglichkeit von Leitungselektronen in ZnO mit Hilfe des akustoelektrischen Effektes

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Doktorgrades



vorgelegt von
Gerhard Pensl
aus Falkenau

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen
Fachbereichen der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 16.7.1975

Vorsitzender der Promotionskommission: Prof.Dr.H.B e h r e n s

Erstberichterstatter: Prof.Dr.E.M o l l w o

Zweitberichterstatter: Prof.Dr.K.M ü l l e r



Inhaltsverzeichnis:

	Seite
I. Einleitung	1
1) Aufgabenstellung	1
2) Vorbemerkungen zum akustoelektrischen Effekt	1
II. Theorie des akustoelektrischen Effektes in piezoelektrischen Kristallen	5
1) Lineare Theorie (small-signal theory)	5
2) Frequenzabhängige Trapping Theorie	14
3) Nichtlineare Theorie	18
III. Beschreibung der Apparatur und experimentelle Ergebnisse	21
1) Beschreibung der Apparatur	21
2) Präparation der Kristalle	24
3) Meßergebnisse	26
IV. Auswertung und Diskussion der Meßergebnisse	37
1) Leitfähigkeit σ bei kleinen äußeren elektrischen Feldern E_0	37
2) Auswertung der Knickstelle (Bestimmung von μ_D und n_K)	40
3) Bestimmung des Trapping-Faktors	47
a) Experimentelle Bestimmung von f_0 und b	47
b) Berechnung von f_0 mit den Parametern N_D , N_A^0 und E_{D_1}	49
c) Halbexperimentelle Bestimmung des Trappingfaktors $f = b \cdot f_0$	53
d) Berechnung des Trappingfaktors $f = b \cdot f_0$ mit den Parametern N_D , N_A , E_D , Sn_0 und ω .	53
e) Festlegung der Parameter E_{D_1} , N_A , Sn_0 und ω durch Anpassen der Resultate aus den Abschnitten a) bis d)	56

	Seite
4) Berechnung der Driftbeweglichkeit $\mu_D^{ ,\perp}$ unter Einbeziehung des akusto- elektrischen Effektes und frequenz- abhängiger Trapping-Effekte	66
a) Streumechanismen im Falle kleiner elektrischer Driftfelder	66
b) Bestimmung der piezoelektrischen Streuung für elektrische Drift- felder $E_0 > E_K$	68
c) Berechnung der Driftbeweglichkeit $\mu_D^{ ,\perp}$ (für $E_0 > E_K$) und Vergleich mit den experimentellen Werten	70
5) Diskussion der Driftbeweglichkeit $\mu_{D,Photo}^{ ,\perp}$ bei Bestrahlung des ZnO-Kristalles mit einem Rubinlaserimpuls	78
a) Einfluß der Laserstrahlung auf die Driftbeweglichkeit bei Temperaturen $T > 60$ K	80
b) Einfluß der Laserstrahlung auf die Driftbeweglichkeit bei Temperaturen $T < 60$ K	83
V. Zusammenfassung	85
Literaturverzeichnis	86

I Einleitung:

1) Aufgabenstellung

Die Bedeutung von ZnO als technisches Halbleitermaterial ist verglichen mit den klassischen Vertretern wie Ge oder Si gering. Jedoch ist ZnO wegen seiner piezoelektrischen Eigenschaften für spezielle Anwendungen besonders gut geeignet. So wurden in den letzten Jahren Mikrowellenfilter, Verzögerungsleitungen, Transducer oder Ultraschallverstärker aus ZnO-Material entwickelt. Dabei beruhen diese technisch verwerteten Eigenschaften auf mikroskopischen Vorgängen, die theoretisch und experimentell teilweise noch nicht geklärt sind. Über die Driftbeweglichkeit von Leitungselektronen in einem äußeren elektrischen Feld liegen beispielsweise nur sehr unvollständige experimentelle Ergebnisse vor¹⁾²⁾²⁴⁾. Der "elektroakustische Effekt" gibt eine Meßmethode zur Hand, in piezoelektrischen Kristallen Driftbeweglichkeiten von freien Ladungsträgern zu bestimmen. Es ist daher das Anliegen dieser Arbeit mit Hilfe dieser Methode Driftbeweglichkeiten von Leitungselektronen in reinen und mit Akzeptoren (Li, Cu) dotierten ZnO-Einkristallen zu messen. Es werden Messungen vorgestellt, die sich auf einen Temperaturbereich von 10 K bis 330 K erstrecken. Da die verwendete Meßmethode gewisse Grenzbedingungen an die Leitfähigkeit des Kristalles stellt, müssen für Temperaturen $T < 50$ K, zusätzliche Ladungsträger durch Zweiquantenabsorption erzeugt werden. Es wird die Driftbeweglichkeit parallel und senkrecht zur c-Achse gemessen und gezeigt, daß sie vor allem bei undotierten Kristallen - ähnlich wie die Hallbeweglichkeit³⁾⁴⁾ - stark anisotrop ist. Der Verlauf der Driftbeweglichkeit als Funktion der Temperatur wird mit Hilfe der verschiedenen Streumechanismen und der in Abschn. II, 2) dargestellten Trapping-Theorie berechnet und mit dem Experiment verglichen.

2) Vorbemerkungen zum elektroakustischen Effekt

Akustische Phononen können in piezoelektrischen Kristallen periodische Raumladungen erzeugen, die zu inneren elektrischen Feldern führen. Mit Hilfe dieser piezoelektrischen Felder treten die akustischen Phononen mit den Leitungselektronen in Wechsel-

wirkung. Als Beispiele für piezoelektrische Materialien seien aus der Gruppe der (II-VI)-Verbindungen ZnO und CdS und aus der Gruppe der (III-V)-Verbindungen GaAs und InSb angeführt, wobei ZnO wegen seiner starken elektromechanischen Kopplung, eine Vorzugsstellung einnimmt.

Der Zusammenhang zwischen den mechanischen und elektrischen Größen in einem piezoelektrischen Kristall wird durch folgende Gleichungen beschrieben⁵⁾:

$$T_{ij} = C_{ijkl} S_{kl} - e_{lij} E_l \quad (1)$$

$$D_k = e_{klm} S_{lm} + \epsilon_{ik} E_i \quad (2)$$

Hierbei bedeuten:

T_{ij} = Stress (Spannungs)-Tensor

C_{ijkl} = Elastizitätstensor (bei konstantem elektrischen Feld)

S_{kl} = Strain (Verzerrungs)-Tensor

e_{lij} = piezoelektrischer Tensor $\left[\frac{\text{As}}{\text{m}^2} \right]$

E_l = elektrisches Feld

D_k = dielektrische Verschiebung

ϵ_{ik} = Dielektrizitätstensor

Bei den folgenden Betrachtungen wollen wir uns auf ebene Wellen beschränken, die Wellenlängen λ_y der Schallwellen sollen groß im Vergleich zur mittleren freien Weglänge $\bar{l}$ der Elektronen sein.

Die Gleichungen (1) und (2) zeigen, daß in einem piezoelektrischen Kristall Schallwellen von elektromagnetischen Wellen begleitet sein können und umgekehrt elektromagnetische Wellen, die den Maxwellgleichungen genügen, mechanische Wellen erzeugen können. Dieses Problem wurde von Kyame⁶⁾⁷⁾ genauer untersucht. Es zeigt sich, daß die Kopplung der beiden transversalen elektromagnetischen Wellen, die sich mit Lichtgeschwindigkeit im Kristall ausbreiten, an das mechanische System nur sehr schwach ist. Die drei akustischen Schallwellen (2 transversale, 1 longitudinale) können abhängig von der Ausbreitungsrichtung und der Sym-

metrie des piezoelektrischen Tensors transversale oder longitudinale elektromagnetische Wellen erzeugen. Die transversalen elektrischen Felder breiten sich mit Schallgeschwindigkeit aus und führen daher im Vergleich zur auslösenden mechanischen Welle nur eine vernachlässigbar kleine Energie mit sich. Dagegen wirken die mechanisch erzeugten longitudinalen elektrischen Felder auf die Schallwelle wie ein elektrostatisches Feld und ergeben eine merkliche "Dispersion" der akustischen Welle. Hutson und White⁸⁾ berechneten, daß der Einfluß der transversalen elektrischen Felder auf die akustische Schallwelle um den Faktor $\delta \approx \frac{v_s}{c}$ (v_s = Schallgeschwindigkeit, c = Lichtgeschwindigkeit) kleiner ist, als der Einfluß der longitudinalen elektrischen Felder. Bei der Wechselwirkung zwischen den akustischen Phononen und den Elektronen werden daher nur solche Schallwellen zu berücksichtigen sein, die ein longitudinales piezoelektrisches Feld erzeugen; solche Schallwellen nennt man piezoelektrisch aktiv. Für welche Schallwellen diese Forderung zutrifft, muß jeweils für den speziellen Kristall aus der Symmetrie des piezoelektrischen Tensors entnommen werden. Nach Gl.(2) vermittelt der piezoelektrische Tensor e_{ij} einen Zusammenhang zwischen der Polarisierung P_i und der Kristallverzerrung S_{ij} (für $E_i = 0$); für ZnO (Wurtzit-Gitter) sieht dieser Zusammenhang folgendermaßen aus:

$$P_1 = e_{113} \cdot S_{13} \quad (3)$$

$$P_2 = e_{113} \cdot S_{23} \quad (4)$$

$$P_3 = e_{311} \cdot S_{11} + e_{311} S_{22} + e_{333} S_{33} , \quad (5)$$

wobei der Verzerrungstensor bezüglich der Verschiebungen die folgende symmetrische Form besitzt:

$$S_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

In den Gleichungen (3) bis (5) entspricht die Richtung 3 der ausgezeichneten Achse (c-Richtung), während die Richtungen 1 und 2 zwei beliebige zueinander senkrechte Richtungen in der zu 3 senkrecht gelegenen Basalebene sind. Die Richtungen 1 und 2 sind gleichberechtigt. Gl.(3) besagt, daß eine in Richtung 1 laufende Scherungswelle mit Teilchenauslenkung in Richtung 3

($S_{13} \neq 0$) eine Polarisation P_1 erzeugt und somit piezoelektrisch aktiv ist; analoges gilt für die Richtung 2. Aus Gl.(5) erkennt man, daß longitudinale Schallwellen in Richtung 3 ($S_{33} \neq 0$) eine Polarisation P_3 erzeugen. McFee⁹⁾ stellte jedoch auf Grund von gleichzeitiger Messung der Hall- und Driftbeweglichkeit fest, daß auch in Richtung 3 für das longitudinale Piezofeld Transversalwellen verantwortlich sind und vermutete, daß Scherungswellen, die unter einem kleinen Winkel zur c-Achse laufen, das longitudinale elektrische Feld erzeugen. Diese Vermutung wurde durch Brillouin-Streuexperimente bestätigt. Keller¹⁰⁾ gab an, daß im ZnO Scherungswellen, die auf einem Kegelmantel laufen, dessen Symmetrieachse die c-Achse des Kristalles ist, im wesentlichen das longitudinale elektrische Feld ausbilden. Der halbe Öffnungswinkel dieses Kegels beträgt 7° . Der Grund dafür, daß auch in Richtung 3 die piezoelektrisch aktiven Wellen Scherungswellen sind, ist wohl darin zu sehen, daß beim ZnO die longitudinale Schallgeschwindigkeit in Richtung 3 etwa doppelt so groß ist wie die Schallgeschwindigkeit der Scherungswellen in gleicher Richtung. Scherungswellen werden daher - wie in Abschn.II) ausführlich gezeigt wird - bereits bei kleineren äußeren elektrischen Driftfeldern eine Verstärkung durch die Wechselwirkung mit den Leitungselektronen erfahren. Die Schallgeschwindigkeiten in ZnO wurden von Bateman gemessen; er gibt folgende Werte an¹¹⁾:

$$\text{Scherungswellen } \vec{K} \parallel c : v = 2,73530 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$$

$$\vec{K} \perp c : v = 2,73505 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$$

$$K = 45^\circ \text{ zur}$$

$$c\text{-Achse} : v = 3,04416 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$$

long.

$$\text{Schallwellen } \vec{K} \parallel c : v = 6,0962 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$$

$$\vec{K} \perp c : v = 6,0776 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$$

($\vec{K}$ = Wellenvektor der Schallwelle)

Man erkennt aus dieser Zusammenstellung, daß die Schallgeschwindigkeit der Scherungswellen ziemlich unabhängig von der Kristallrichtung ist.

In nicht piezoelektrischen Kristallen wie z.B. in Si und Ge kann eine Wechselwirkung zwischen den akustischen Phononen und den Leitungselektronen über das Deformationspotential erfolgen.

Für Phononenfrequenzen $\omega \approx 10^{10} \text{ sec}^{-1}$ ist diese Kopplung jedoch um den Faktor 10^4 kleiner als die Kopplung über die piezoelektrische Raumladung.

II Theorie des elektroakustischen Effektes in piezoelektrischen Kristallen

1) Lineare Theorie (small-signal theory)⁸⁾¹²⁾¹³⁾

In einem ersten Schritt wollen wir unter geeigneten Voraussetzungen die Dispersion und Absorption von Schallwellen in einem piezoelektrischen Kristall bei Anlegen eines äußeren elektrischen Gleichfeldes berechnen. Wir betrachten dazu einen nicht-entarteten, n-leitenden, piezoelektrischen Kristall; er soll einen flachen Donator mit der Konzentration N_{D1} und der Ionisierungsenergie E_{D1} enthalten und durch einen tiefer liegenden Akzeptor der Konzentration N_A weitgehend kompensiert sein (Abb.1).

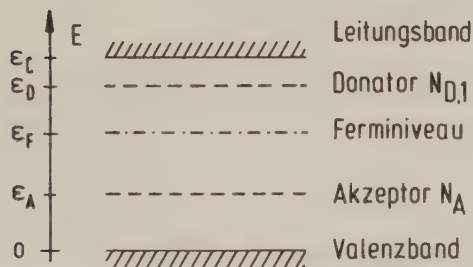


Abb.1: Schematische Darstellung der Energieniveaus für den in dieser Arbeit betrachteten Modell-festkörper

Weiter betrachten wir nur solche ebene Schallwellen, die sich längs geeignet gewählter Kristallachsen ausbreiten; da außerdem die piezoelektrisch aktiven Felder longitudinal sind, dürfen wir die folgende Betrachtung als eindimensionales Problem

behandeln. Mit diesen Voraussetzungen reduzieren sich die Gleichungen (1) und (2) zu:

$$T = cS - eE \quad (7)$$

$$D = eS + \xi E \quad (8)$$

Dabei setzt sich die Feldstärke E aus dem außen angelegten Gleichfeld E_0 und dem durch die mechanische Verzerrung erzeugten elektrischen Feld E_1 zusammen. Unser Ziel wird sein, die elektrische Feldstärke E als Funktion der Verzerrung S auszudrücken, so daß sich Gl.(7) in der Form $T = c'S$ darstellen läßt. Aus der modifizierten Elastizitätskonstanten c' können dann die Schallgeschwindigkeit U_S und die Absorptionskonstante α berechnet werden.

Die kombinierte "mechanische-elektromagnetische" Welle muß außer den Gl.(7) und (8) noch weiteren Beziehungen genügen:

$$\text{Wellengleichung} \quad \frac{\partial T}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad , \quad (9)$$

$$\text{Poissongleichung} \quad \frac{\partial D}{\partial x} = -q \cdot n \quad , \quad (10)$$

$$\text{Kontinuitätsgleichung} \quad \frac{\partial j}{\partial x} = q \cdot \frac{\partial n}{\partial t} \quad , \quad (11)$$

wobei die Stromdichte j durch den folgenden Ausdruck beschrieben wird:

$$j = q (n_c + f_0 n) \mu \cdot E + q D f_0 \frac{\partial n}{\partial x} \quad (12)$$

mit j = Stromdichte

q = Elementarladung = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Asec

$D = \frac{\mu \cdot k_B \cdot T}{q}$ = Diffusionskonstante

k_B = Boltzmann-Faktor = $8,62 \cdot 10^{-5}$ eVolt/Grad

f_0 = statischer Trappingfaktor

n_c = Elektronenkonzentration, die dem thermischen Gleichgewicht entspricht

n = diejenige Elektronenkonzentration, die durch die piezoelektrische Raumladung zusätzlich zur

Gleichgewichtskonzentration n_c erzeugt wird. Die piezoelektrisch aktiven Schallwellen bewirken auf Grund der von ihnen erzeugten Raumladung eine periodische Modulation der Elektronenkonzentration im Leitungsband. Lokal soll sich zwischen den freien Elektronen und den Donatoren thermisches Gleichgewicht einstellen können. Durch nichtlineare Einflüsse, wie z.B. die Boltzmannverteilungsfunktion oder die Verbiegung der Leitungsbandkante durch das Deformationspotential, ergibt sich im Mittel ein Zuwachs der Elektronenkonzentration im Leitungsband.

μ = mikroskopische Beweglichkeit

Bemerkung:

An dieser Stelle soll eine kurze Erläuterung zur Definition der in dieser Arbeit vorkommenden Beweglichkeiten gegeben werden. Freie Elektronen (wir beschränken uns auf ein n-leitendes Material) im Kristall besitzen eine mittlere thermische Geschwindigkeit U_{th} , deren Komponente in eine bestimmte Richtung im Mittel über alle Elektronen gleich Null ist. Im Gegensatz dazu erfahren Elektronen unter dem Einfluß einer äußeren Kraft (z.B. eines elektrischen Feldes) in Richtung dieser Kraft eine zusätzliche Geschwindigkeitskomponente; diese nennt man Driftgeschwindigkeit U_d . Rein phänomenologisch kann aus der Driftgeschwindigkeit U_d der Elektronen und aus dem elektrischen Feld E , das auf die Elektronen einwirkt, pauschal eine "Driftbeweglichkeit μ_d " definiert werden.

$$\mu_d := \frac{U_d}{E}$$

Bei einer mikroskopischen Betrachtung können, je nachdem welche Kräfte auf die Elektronen einwirken und auf welche Elektronenkonzentrationen man sich bezieht, folgende für uns wichtige Fälle unterschieden werden:

- 1) Unter Einwirkung eines elektr. Feldes und bei Bezugnahme auf die im Leitungsband frei bewegliche Elektronenkonzentration, erhält man aus theoretischen Überlegungen die mikroskopische Beweglichkeit :

$$\mu = \frac{q}{m^*} \langle \tau \rangle$$

($\tau = \tau(\mathcal{E})$ = Relaxationszeit der Elektronen; $\mathcal{E}$ = Energie der Elektronen; $\langle \rangle$ = Mittelwertbildung bezüglich der Energie $\mathcal{E}$, m^* = effektive Elektronenmasse, q = Elementarladung)

- 2) Unter Einwirkung eines elektrischen und magnetischen Feldes und bei Bezugnahme auf die im Leitungsband frei bewegliche Elektronenkonzentration ergibt sich die Hallbeweglichkeit μ_H ;

$$\mu_H = \frac{q}{m^*} \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle}$$

Hallbeweglichkeit und mikroskopische Beweglichkeit sind durch den Koeffizienten $\tau_H = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2}$ miteinander verknüpft.

- 3) Unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes und bei Bezugnahme auf die im Leitungsband frei bewegliche und in den Donatoren getrappte Elektronenkonzentration erhält man die Driftbeweglichkeit μ_D :

$$\mu_D = f \cdot \mu$$

(f = Trappingfaktor)

Der statische Trapping-Faktor f_0 ist folgendermaßen definiert:

$$f_0 = \frac{(dn_c / dE_F) E_{F,0}}{\left(\frac{d(Q/q)}{dE_F} \right) E_{F,0}} = \left[1 + \sum_i \frac{n_i (N_i - n_i)}{n_c N_i} \right]^{-1} \quad (13)$$

mit Q = gesamte Raumladung

$E_{F,0}$ = Fermienergie im Gleichgewichtsfall

n_i = Konzentration der besetzten Störstellen i-ter Sorte

N_i = Konzentration der Störstellen i-ter Sorte

f_0 gibt das Verhältnis der Änderung der beweglichen Raumladung zur Änderung der gesamten Raumladung bei einer kleinen Änderung der Fermienergie an.

In unserem Fall (1 Donator, 1 energetisch tiefer Akzeptor, d.h. $n_A \approx N_A$, $(N_A - n_A) \ll n_c$) erhält man aus Gl.(13):

$$f_0^{-1} = 1 + \frac{n_{D1} (N_{D1} - n_{D1})}{n_c N_{D1}} \quad (14)$$

In die Stromdichte j geht nur die frei bewegliche Ladung ($n_c + f_0 \cdot n$) ein. Zur weiteren Berechnung werden E und D als ebene Wellen dargestellt:

$$E = E_0 + E_{1,0} \exp(i(k_s x + \omega t)) \quad (15)$$

$$D = D_0 + D_{1,0} \exp(i(k_s x + \omega t)) \quad (16)$$

mit K_S = Wellenvektor der Schallwelle

ω = Frequenz der Schallwelle (Im thermischen Gleichgewicht steht ein ganzes Spektrum an Schallfrequenzen zur Verfügung. Unter Annahme, daß die einzelnen Schallwellen voneinander unabhängig sind, genügt es, sich bei der Berechnung auf eine Frequenz zu beschränken).

E_0 = außen angelegtes elektrisches Feld

E_1 = durch die Schallwelle erzeugtes elektrisches Feld.

Die Ansätze (15) und (16) werden in die Gl.(7) bis (12) eingesetzt. An dieser Stelle werden bei der Berechnung von U_S und α in der linearen Theorie zwei Vereinfachungen vorgenommen:

1) Man setzt voraus, daß der Trapping-Faktor reell ist.

Mikroskopisch bedeutet dies, daß sich innerhalb der Schwingungsdauer T_S der Schallwelle lokal ein Gleichgewicht zwischen den Leitungselektronen und den Donatoren einstellen kann; für die Relaxationszeit τ der Elektronen muß demnach gelten:

$$\tau < T_S \quad (17)$$

Dies bedeutet, daß die Modulation der Leitungselektronen in Phase mit der Modulation der in den Donatoren gebundenen Raumladung ist; gleichzeitig bedeutet dies, daß in Gl.(12) j und E in Phase sind.

2) Terme, die quadratisch in den Wellenamplituden sind, werden vernachlässigt. (lineare Theorie). In Gl.(12) ist das der Driftterm $n \cdot E_1$; solange die Strain-Amplitude klein ist, so daß gilt: $n_c > n$, wird diese Vernachlässigung berechtigt sein.

Durch Verknüpfung der Gleichungen (8), (10), (11) und (12) wird E_1 als Funktion von S ausgedrückt; damit kann E_1 aus der Wellengleichung (9) eliminiert werden; man erhält:

$$S \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = C' \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad , \quad (18)$$

mit

$$C' = C \left[1 + \frac{e^2 / c \varepsilon}{1 + \frac{i(\sigma / \varepsilon \omega)}{1 + (\mu k_s / \omega) \bar{E}_0 + i(k_s^2 / \omega) \bar{\omega}}} \right] \quad (19)$$

$\sigma = j/\varepsilon$ = Leitfähigkeit (bei kleinen elektrischen Feldern)

$\mu = v/E$ = Driftbeweglichkeit (mikroskopische)

Gl.(18) ist eine Gleichung 4.-ter Ordnung in K_s mit komplexen Koeffizienten.

Unter der Annahme, daß die Kopplung zwischen Schallwelle und Elektronen schwach ist (lineare Theorie), wird sich der Wellenvektor der Schallwelle durch die Wechselwirkung mit den Elektronen nur wenig ändern. Dies erlaubt für K_s die Näherungslösung

$$K_s = \frac{\omega}{v_s} + i\alpha, \quad \text{mit } |\alpha| \ll \frac{\omega}{v_s},$$

sodaß wir in Gl.(19) K_s durch $\frac{\omega}{v_s}$ ersetzen können.

Die Wellengleichung (18) kann nun durch den Ansatz:

$$u = u_0 \exp(i(k_s x - \omega t))$$

in einfacher Weise gelöst werden.

Die Schallgeschwindigkeit v_s und die Absorptionskonstante α können mit Hilfe der folgenden Beziehungen aus Gl.(19) berechnet werden. Es gilt:

$$v_s = \bar{g}^{-1/2} \operatorname{Re} \{ C'^{1/2} \}$$

$$\alpha = \omega \bar{g}^{1/2} \operatorname{Im} \{ C'^{-1/2} \}$$

Damit ergibt sich aus Gl.(19):

$$v_s = v_0 \left[1 + \frac{k^2}{2} \frac{1 + \frac{\omega_c}{\omega_D} \eta^2 + \frac{\omega^2}{\omega_D^2 \eta^2}}{1 + \frac{\omega_c^2}{\eta^2 \omega^2} \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D} \right)^2} \right] \quad (20)$$

$$\alpha = \frac{k^2}{2} \frac{\omega_c}{\omega_0 \eta} \left[1 + \frac{\omega_c^2}{\eta^2 \omega^2} \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D} \right)^2 \right]^{-1} \quad (21)$$

mit ω_0 = Schallgeschwindigkeit (für $E = 0$)

$\omega_c = \frac{6}{\epsilon} =$ dielektrische Relaxationsfrequenz

$\omega_D = \frac{\omega_0^2}{f_0 \cdot D} =$ Diffusionsfrequenz

$k^2 = \frac{e^2}{\epsilon \cdot C} =$ elektromechanischer Kopplungsfaktor

$\eta = 1 - \frac{f_0 \mu \bar{E}_0}{U_S} = 1 - \frac{U_d}{U_S} =$ Driftparameter

Die dielektrische Relaxationsfrequenz ω_c ist ein Maß dafür, inwieweit die freien Elektronen innerhalb einer Schwingungsdauer T_S die Raumladung kompensieren können; für möglichst gute Kompensation muß gelten: $T_c = \frac{1}{\omega_c} \ll T_S$.

Die Diffusionsfrequenz ω_D stellt eine Grenzfrequenz dar, für Frequenzen $\omega > \omega_D$ wird die Kompensation der Raumladung durch Diffusionsvorgänge beträchtlich geschwächt.

k^2 gibt das Verhältnis von umgewandelter Energie zu hineingesteckter Energie an und ist ein Maß für die piezoelektrische Kopplung. Für den unbelasteten Fall kann k^2 aus den Gl.(7) und (8) leicht abgeleitet werden.

Der Driftparameter η vergleicht die Driftgeschwindigkeit der Elektronen U_d mit der Schallgeschwindigkeit U_S . Wird die Driftgeschwindigkeit größer als die Schallgeschwindigkeit, so wird die Absorptionskonstante α negativ ($\eta = 0$ ist α in Gl.(21) nicht definiert); dies bedeutet, daß für $U_d > U_S$ den freien Elektronen durch die Schallwelle Energie entzogen wird, was zu einer Verstärkung der Schallwelle führt. Diese Tatsache wird, vorausgesetzt, daß die Elektronenkonzentration weitgehend konstant bleibt, in der Strom-Spannungscharakteristik an der Stelle

$U_d = \mu E_K = U_S$ einen Knick in der Ohmschen-Kennlinie bewirken.

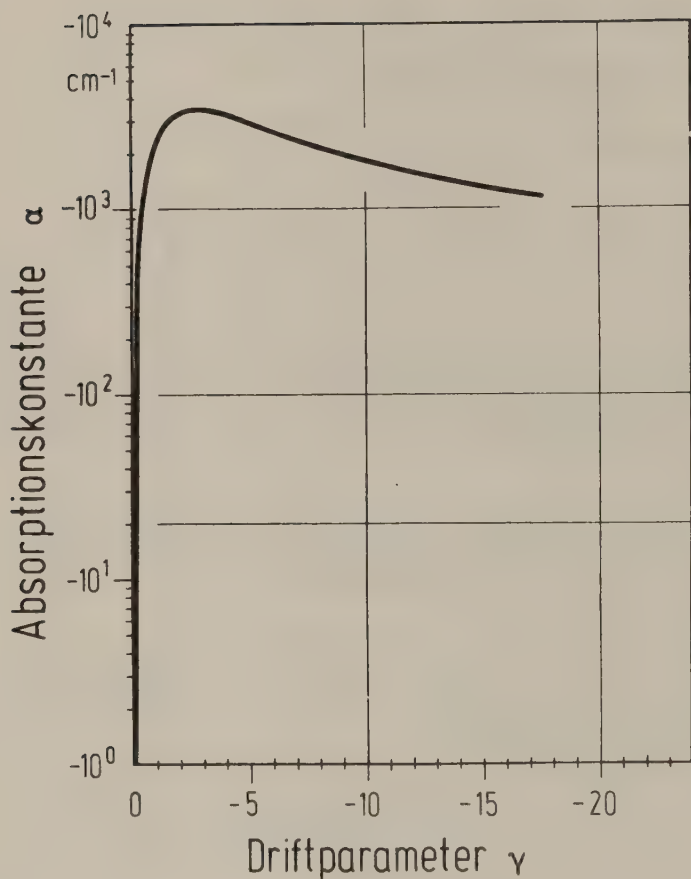


Abb.2: Absorptionskonstante α für transversal akustische Phononen als Funktion des Driftparameters γ ; für die Berechnung wurden folgende Werte benutzt:

$$v_0 = 2,7 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}; k^2 = 0,15; \quad 68)$$

$$\omega_c = 7,4 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}; \omega_D = 3,6 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}, \omega = 5 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$$

In Abb.2 wurde gemäß Gl.(21) α als Funktion des Driftparameters für eine feste Frequenz berechnet. Die Absorptionskonstante α steigt bereits bei kleinem negativen Driftparameter steil zu negativen Werten an (Verstärkung) und behält dann einen nahezu konstanten Wert.

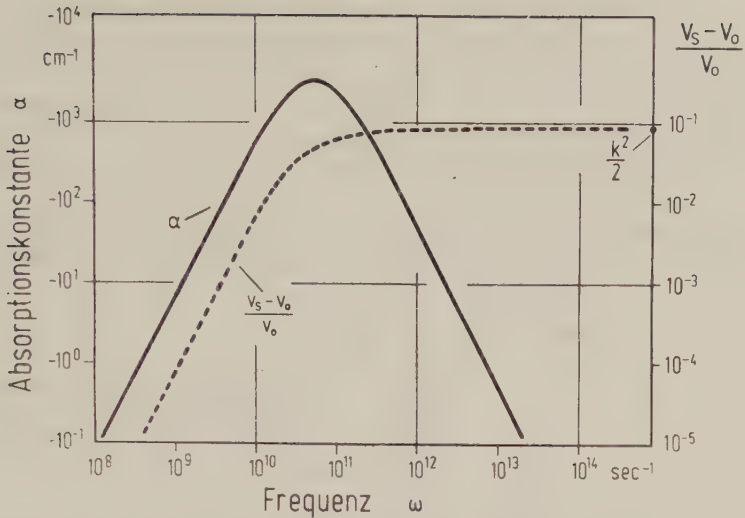


Abb.3: Absorptionskonstante α für transversal akustische Phononen und relative Änderung der Schallgeschwindigkeit $\frac{V_S - V_0}{V_0}$ als Funktion der Schallfrequenz ω ; für die Berechnung wurde $\gamma = -2$ gesetzt; ansonsten wurden die gleichen Werte wie in Abb.2 benutzt.

In Abb.3 wurde γ konstant gehalten ($\gamma = -2$) und α als Funktion der Schallfrequenz berechnet. Für $\omega = 5 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$ ergibt sich ein Maximum der Verstärkung. Gleichzeitig wurde in Abb.3 die Schallgeschwindigkeit bei festem Driftparameter ($\gamma = -2$) berechnet. Man sieht, daß sich die Schallgeschwindigkeit mit der Frequenz ω nur wenig ändert; mit steigender Frequenz ω wird die Bedingung $T_C \ll T_S$ immer schlechter erfüllt, so daß das interne piezoelektrische Feld zur Versteifung der elastischen Konstanten beitragen kann. Für $\omega \rightarrow \infty$ geht die Schallgeschwindigkeit V_S asymptotisch gegen $V_0(1 + \frac{k^2}{2})$. In Abb.4 wurde für zwei feste Frequenzen (ω_1, ω_2) die Schallgeschwindigkeit als Funktion des Driftparameters γ berechnet. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß für ein Elektron, das sich mit der Driftgeschwindigkeit V_d fortbewegt, die Schallwelle eine

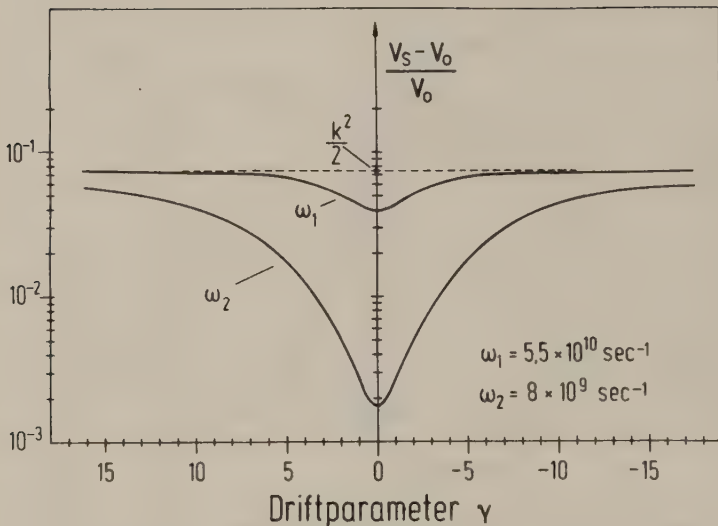


Abb.4: Relative Änderung der Schallgeschwindigkeit $\frac{V_s - V_0}{V_0}$ als Funktion des Driftparameters γ .
 $\omega_1 = 5,5 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$; $\omega_2 = 8 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1}$; ansonsten wurden die gleichen Werte wie in Abb.2 benutzt

effektive Frequenz $\omega' = \omega \gamma = \omega \left(\frac{V_0 - V_d}{V_0} \right)$ (Dopplerverschiebung) besitzt, läßt sich der Verlauf der Schallgeschwindigkeit als Funktion des Driftparameters in gleicher Weise erklären wie in Abb.3.

2) Frequenzabhängige Trapping Theorie¹⁴⁾¹⁵⁾

In diesem Abschnitt wird die lineare Theorie in einem Punkte erweitert; es soll die Beschränkung wegfallen, daß die Relaxationszeit τ , die die Wechselwirkung zwischen den freien Elektronen im Leitungsband und den Donatoren beschreibt, kleiner als die Schwingungsdauer T_s ist.

Der Fall $\tau \gg T_s$ besagt anschaulich, daß innerhalb der Zeit T_s zwischen den Elektronen und den Donatoren keine Kommunikation stattfinden kann und somit die Donatoren an der Kompensation

der Raumladung nicht teilnehmen. In einem Zwischenbereich $\tau \approx \tau_s$ wird in beschränktem Maß noch eine Wechselwirkung eintreten können, jedoch wird sich zwischen der freien Elektronenwelle und der Modulation der Donatoren eine Phasendifferenz einstellen, was gleichbedeutend mit einem frequenzabhängigen, komplexen Trapping-Faktor f ist.

Im thermischen Gleichgewicht ist die zeitliche Änderung der Elektronenkonzentration im Leitungsband gleich Null, es gilt:

$$\frac{dn_c}{dt} = 0 = \frac{n_{D_1}}{\tau_D} - \frac{n_c}{\tau_c} \quad (22)$$

Die mittlere Zeit τ_c , die ein Elektron im Leitungsband verbringt, berechnet sich zu:

$$\tau_c^{-1} = v_{th} S_n (N_{D_1} - n_{D_1}) \quad (23)$$

wobei n_{D_1} = Konzentration der besetzten Donatoren

N_{D_1} = Konzentration der Donatoren

n_c = Konzentration der freien Elektronen
im Leitungsband

v_{th} = thermische Geschwindigkeit der Elektronen

S_n = Einfangquerschnitt der Donatoren N_{D_1}
bezüglich der Leitungselektronen

Die Verweilzeit τ_D , die ein Elektron im Mittel in einem Donator verbringt, berechnet sich aus Gl.(22) und (23) zu:

$$\tau_D^{-1} = \frac{n_c}{\tau_c \cdot n_{D_1}} = v_{th} S_n \frac{(N_{D_1} - n_{D_1}) n_c}{n_{D_1}} \quad (24)$$

Wird das thermische Gleichgewicht - z.B. durch eine piezoelektrische Welle - gestört, so werden die Konzentrationen auf Grund der erzeugten Raumladungen lokal geändert; für die momentane Konzentration von Elektronen im Leitungsband bzw. von besetzten Donatoren soll gelten:

$$n^c := n_c + f n \quad (25)$$

$$n^{D_1} := n_{D_1} + (1-f) n \quad (26)$$

wobei f = frequenzabhängiger Trapping-Faktor

$n = n_0 \exp(i(k_s x + \omega t))$ = Konzentration der
freien und gebundenen Ladungen, die durch
die piezoelektrische Raumladung erzeugt wurde.

Die zeitliche Änderung der besetzten Donatoren berechnet sich
mit obigen Definitionen zu:

$$\frac{\partial n^{D_1}}{\partial t} = U_{th} S_n (N_{D_1} - n^{D_1}) n^c - \frac{n^{D_1}}{\tau_D} \quad (27)$$

Dabei wurde vorausgesetzt, daß sich die Verweilzeit τ_D gegen-
über dem thermischen Gleichgewicht nicht ändert.

Setzt man Gl.(25) und (26) in Gl.(27) ein und vernachlässigt
Glieder in n^2 , so erhält man für den Trapping-Faktor f :

$$f = \frac{f_0 + \omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} - i \cdot \frac{\omega \tau (1 - f_0)}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (28)$$

wobei

$$f_0^{-1} = 1 + \frac{n_{D_1} (N_{D_1} - n_{D_1})}{n_c N_{D_1}} \quad (\hat{=} \text{Gl. (14)})$$

$$\tau^{-1} = \tau_c^{-1} + \tau_D^{-1} + U_{th} S_n n_c \quad (29)$$

Zur Berechnung der Absorptionskonstante α ist es günstiger,
 f durch die Funktionen a und b auszudrücken:

$$f = \frac{b f_0}{1 + i a} \quad (30)$$

$$\text{wobei} \quad a = \frac{\omega \tau (1 - f_0)}{f_0 + \omega^2 \tau^2} \quad (31)$$

$$b = \frac{\omega^2 \tau^2 + f_0^2}{f_0 (\omega^2 \tau^2 + f_0)} \quad (32)$$

Dabei stellt $\tau g' \alpha$ die Phasendifferenz zwischen freier und gesamter Raumladung dar.

Setzt man f in Gl.(12) anstelle von f_0 ein und verfährt in analoger Weise wie in Abschn.II, 1), so erhält man für die Absorptionskonstante α' folgenden Ausdruck:

$$\alpha' = \frac{k^2 \omega}{2 v_0} \frac{\eta' \frac{\omega}{\omega_c} + a \left(\frac{\omega^2}{\omega_c v_D'} + \frac{\omega}{\omega_c} a \right)}{\left(\eta' \frac{\omega}{\omega_c} - a \right)^2 + \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_c v_D'} + \frac{\omega}{\omega_c} a \right)} \quad (33)$$

$$\text{wobei} \quad \omega_D' = \frac{v_0^2}{f_0 b \omega} \quad (34)$$

$$\eta' = 1 - \frac{f_0 b \mu E}{v_0} = 1 - \frac{\mu_D E}{v_0} \quad (35a)$$

$$\mu_D = b f_0 \mu \quad (35b)$$

Für $a = 0$ geht Gl.(33) in die entsprechende Gl.(21) über.

Diskutiert man die Gleichungen (30), (31) und (32) als Funktion von $\omega \tau$, so erhält man eine verschärfte Abgrenzung für die Gültigkeit der linearen Theorie und das Einsetzen von frequenzabhängigem Trapping:

$$\begin{aligned} \omega \tau \ll f_0 & : a \rightarrow 0, \quad b = 1, \quad f = f_0 \quad (f_0 = 1) \\ \omega \tau \approx f_0 & : a > 0, \quad b > 1, \quad f > f_0 \\ \omega \tau \gg f_0 & : a \rightarrow 0, \quad b = 1/f_0, \quad f = 1 \end{aligned} \quad (36)$$

Die Elektronendriftgeschwindigkeit $v_{c1} = \mu E$, bei der gerade Verstärkung eintritt, wird bei Berücksichtigung von frequenzabhängigen Trapping-Prozessen zu höheren Driftgeschwindigkeiten verschoben. Sie berechnet sich aus Gl.(33), indem $\alpha' = 0$ gesetzt und der daraus berechnete Driftparameter η' dem Ausdruck in Gl.(35) gleichgesetzt wird, man erhält:

$$\gamma' = -a \left(\frac{\omega}{\omega_D'} + a \right) = 1 - \frac{bf_0 \mu E}{v_0}$$

oder

$$v_{c_1} = \mu E = \frac{v_0}{bf_0} \left[1 + a \left(\frac{\omega}{\omega_D'} + a \right) \right] \quad (37)$$

3) Nichtlineare Theorie ¹⁶⁾ bis 25)

In der linearen Theorie wurde in der Stromdichte j (Gl.(12)) der quadratische Term fnE_1 vernachlässigt; diese Näherung ist solange gültig, als $n_c > n$ ist. Der Term fnE_1 beschreibt die Wechselwirkung des internen piezoelektrischen Wechselfeldes mit der Modulationswelle der freien Elektronen. Bei großen Strain-Amplituden und insbesondere bei piezoelektrischen Kristallen mit großem Kopplungsfaktor k^2 (z.B. ZnO: $k^2_{\text{Scherung}} \approx 0,15$) muß dieser Term in der Strombilanz berücksichtigt werden.

Die bisherigen Überlegungen wurden unter der Voraussetzung durchgeführt, daß sich die Schallwellen im Kristall unabhängig voneinander ausbreiten; es genügte daher, aus dem ganzen Spektrum von Schallfrequenzen jeweils nur eine Frequenz ω in die Berechnungen einzubeziehen. Der nichtlineare Term fnE_1 koppelt jedoch alle im Kristall vorhandenen Frequenzen, so daß sich eine harmonische Welle nicht mehr ungestört ausbreiten kann. Eine exakte Berechnung des Terms fnE_1 würde daher verlangen, daß die Wellen n und E_1 als Summe ihrer Fourierkomponenten dargestellt werden

$$\begin{aligned} n &= \sum_m n_{0m} \cos(k_m x - m\omega t + \varphi_{nm}) \\ E_1 &= \sum_m E_{1m} \cos(k_m x - m\omega t + \varphi_{E_1m}) \end{aligned} \quad (38)$$

und daß jede Komponente mit allen anderen wechselwirkt. Für eine erste Näherungslösung soll in Gl.(38) $m = 1$ gesetzt werden. Qualitativ ist sofort einzusehen, daß das Produkt $n \cdot E_1$ einen Gleichstromanteil und einen Wechselstromanteil mit dop-

pelter Frequenz erzeugt. Quantitativ ist der Gleichstromanteil durch die Beziehung:

$$j_{ae} = \frac{1}{2} q \mu \operatorname{Re} \{ f \cdot n \cdot \bar{F}_1^* \} \quad (39)$$

gegeben. j_{ae} wird "akusto-elektrischer" Strom genannt. Southgate und Spector berechneten ihn unter Berücksichtigung von frequenz-abhängigen Trapping-Effekten.

Als Ergebnis erhielten sie:

$$j_{ae} = - \mu \cdot W \cdot \gamma \quad (40)$$

mit W = Energiedichte der Schallwellen

$$\gamma = \frac{k^2 \omega_c}{U_0} \frac{b f_0 y}{(y + a \omega_c / \omega)^2 + (a + \omega_c / \omega + \omega / U_0)^2} \quad (41)$$

$$y = \frac{b f_0 \mu E}{U_0} - 1 = \frac{\mu_D E}{U_0} - 1 \quad (42)$$

j_{ae} hat zunächst die Richtung von j ; wechselt aber sein Vorzeichen, sobald die Driftgeschwindigkeit U_d' größer als U_0 wird. Dies führt zu einer Schwächung des ursprünglichen Elektronenstromes j und zu einer Verstärkung der Schallwelle.

Gleichzeitig tritt eine Begrenzung der Amplitude der Schallwelle durch nichtlineare Verluste ein, so daß sich ein stationärer Phononenfluß ausbilden kann. Die Verluste rühren daher, daß bei der Verstärkung der Schallwelle Oberwellen erzeugt werden. Die Oberwellen besitzen so hohe Frequenzen, daß ihre Amplituden durch den elektroakustischen Effekt nicht mehr verstärkt werden können (siehe Abb.3).

Der akusto-elektrische Strom j_{ae} bewirkt in gleicher Weise wie der Verstärkungsfaktor α' einen Knick in der Strom-Spannungskennlinie, jedoch können beide Mechanismen bei verschiedenen Driftfeldern einsetzen. Es wurde gezeigt²⁰⁾, daß im ZnO die Stromsättigung im wesentlichen durch den akusto-elektrischen Strom herbeigeführt wird. Mosekilde vervollständigte den Aus-

druck für den akusto-elektrischen Strom, indem er einen weiteren quadratischen Term (n^2) berücksichtigt, der bei der Berechnung des frequenzabhängigen Trapping-Faktors f vernachlässigt wurde. Durch die Schallwellen wird die Elektronenkonzentration im Leitungsband moduliert. Diese Elektronenwellen sind zeitlich und räumlich nicht konstant; eine Wechselwirkung zwischen den Elektronenwellen untereinander führt im Mittel zu einer weiteren Erhöhung der Konzentration der freien Elektronen (δn), so daß man für die augenblickliche Konzentration im Leitungsband

$$n^c = n_c + fn + \delta n$$

und im Donatorniveau

$$n^{D_1} = n_{D_1} + (1-f)n - \delta n$$

erhält. Diese mittlere Erhöhung δn liefert einen zusätzlichen Beitrag zum akusto-elektrischen Strom.

Unter Berücksichtigung von frequenzabhängigen Trapping-Effekten und mit der Voraussetzung, daß $\delta n \ll \frac{n_c N_{D_1}}{f_0 n_{D_1}}$ ist, ergibt sich folgende Näherungslösung für δn :

$$\delta n = \frac{k^2 \omega_c}{v_0} \frac{(\mu W / q v_0) (n_{D_1} / N_{D_1}) b f_0^2 (1 - b f_0)}{(y + \alpha \omega_c / \omega)^2 + (\alpha + \omega_c / \omega + \omega / \omega_D)^2} \quad (43)$$

Somit resultiert für den akusto-elektrischen Strom:

$$j_{ae} = \delta n \cdot q \cdot \mu \cdot E_0 - \mu \cdot y \cdot W \quad (44)$$

Der erste Term in Gl.(44) liefert einen Stromanteil, der in Richtung des Elektronenstromes j fließt. Dadurch wird der Einsatzenpunkt, bei dem eine Verstärkung der Schallwelle eintritt, zu höheren Driftgeschwindigkeiten verschoben. Setzt man in Gl.(44) $j_{ae} = 0$ und zieht die Gl.(41) und (43) hinzu, so folgt für die Driftgeschwindigkeit:

$$U_{C_2} = \mu E = \frac{v_0}{[b f_0 - n_{D_1} / N_{D_1} \cdot f_0 (1 - b f_0)]} \quad (45)$$

Eine definierte Knick-Stelle in der Strom-Spannungskennlinie ist nur dann zu erwarten, wenn die Schallwellen (unabhängig von ihrer Frequenz und Ausbreitungsrichtung), die am stärksten mit den Elektronen wechselwirken, annähernd bei der gleichen Driftgeschwindigkeit verstärkt werden. Das Experiment (siehe Abschn.III, 3)) bestätigt, daß diese Voraussetzung in der Praxis gut erfüllt wird.

In diesem Abschnitt sollte ein kurzer Überblick über die wesentlichen Vorgänge gegeben werden, die bei der Wechselwirkung von akustischen Phononen mit freien Elektronen in piezoelektrischen Kristallen von Bedeutung sind. Der "akusto-elektrische Effekt" beinhaltet eine Menge von Einzelercheinungen²⁶⁾ (z.B. Instabilitäten, Domänen, ...); auf diese Vorgänge soll an dieser Stelle nicht eingegangen werden.

III Beschreibung der Apparatur und experimentelle Ergebnisse

1) Beschreibung der Apparatur

Zur Bestimmung der Driftbeweglichkeit wurde die Strom-Spannungskennlinie der Kristalle gemessen. In Abb.5 ist die verwendete Meßanordnung schematisch wiedergegeben. Die Messungen wurden auf zweierlei Weise durchgeführt. Bei der Meßmethode 1 (angewendet im Temperaturbereich von 50 K bis 330 K) wurden an den Kristall elektrische Rechtecksimpulse (Impulslänge $t = 2\mu\text{sec}$, Wiederholfrequenz: 10 Hz) angelegt und der Strom (an 2Ω) und die Spannung mit Hilfe eines Zweistrahloszillographen (Tektronix 556) gemessen.

Bei der Meßmethode 2 (angewendet im Temperaturbereich von 10 K bis 90 K) wurde an den Kristall ein elektrischer Einzelimpuls angelegt und der Kristall gleichzeitig mit einem Laserimpuls (Rubinlaser der Fa.Korad, Modell K1) bestrahlt, um mit Hilfe der Zweiquantensabsorption homogen im Volumen Photoelektronen zu erzeugen²⁷⁾²⁸⁾²⁹⁾. Die Steuerung der Meßanordnung funktionierte folgendermaßen. Mit dem Schalter S wird die Blitzlampe (Impulsdauer etwa 1 ms), die den Rubinstab optisch pumpt, gezündet. Durch den Blitzlampenstrom wird induktiv ein Triggerimpuls erzeugt, der über einen geeigneten Spannungsteiler abgeschwächt wird. Von hier ab verzweigt sich die Steuer-

des Hochspannungsimpulsgenerators ist in seiner Amplitude sehr genau reproduzierbar, so daß der Spannungsimpuls nur ab und zu kontrolliert werden mußte. Das Oszillographenbild wird photographisch festgehalten.

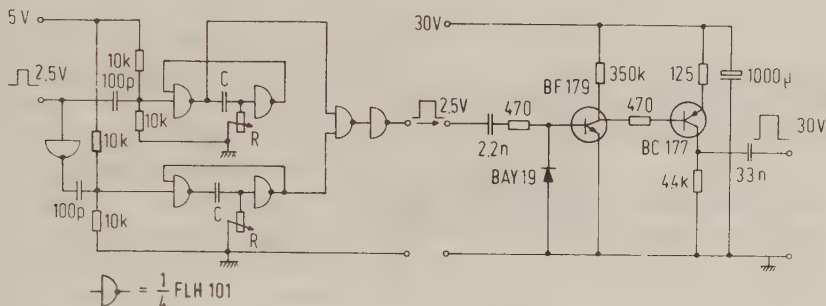


Abb.6: Schaltungsbeispiel für die in der Apparatur eingesetzte Impulsverzögerungsleitung (13 a,b) mit anschließendem Verstärker (14 a,b)

In Abb.6 ist ein Schaltbeispiel für die Impulsverzögerung mit anschließendem Impulsverstärker angegeben. Im Prinzip handelt es sich dabei um zwei gegeneinander geschaltete monostabile Multivibratoren. Die Verzögerungszeit des Eingangsimpulses wird durch das Produkt $R \cdot C$ bestimmt. R und C können innerhalb gewisser Grenzwerte variiert werden.

Der Kristall wurde in einem Heliumkryostaten zwischen zwei polierte und vergoldete Kupferelektroden eingespannt (siehe Abb.7) und über eine Saphirscheibe thermisch an das Kältebad angekoppelt. Auf der Saphirscheibe war ein Thermoelement (Gold-Eisen/Chromel) befestigt, das die Temperatur des Kristalles anzeigte; ein weiteres Thermoelement (Gold-Eisen/Chromel) war direkt am Kühlbehälter befestigt, so daß der Temperaturgradient zwischen Kühlbehälter und Kristall direkt gemessen werden konnte. Die elektrischen Zuleitungen waren alle mit Teflonschläuchen elektrisch isoliert worden.

Im Bereich von 10 K bis 50 K konnten Zwischentemperaturen dadurch eingestellt werden, daß die Wärmeleitung zwischen

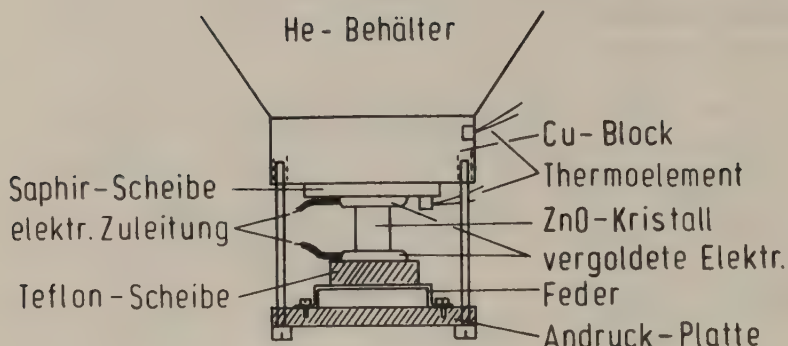


Abb.7: Kristall-Halterung

Kristall und Heliumbehälter durch verschieden starke Teflonscheiben verschlechtert wurde. Im Bereich von 50 K bis 90 K wurde als Kühlmittel flüssiger Sauerstoff (90 K) bzw. flüssiger Stickstoff (77 K) benutzt und eine Temperaturerniedrigung durch verschieden starkes Abpumpen erreicht. Im Bereich von 90 K bis 330 K wurde der mit flüssigem Sauerstoff abgekühlte Kryostat mit Heißluft warmgeblasen. Die Temperaturen waren über die Zeitdauer von einer halben Stunde auf 1 bis 2 Grad (abhängig vom Temperaturbereich) konstant.

Die Kontakte zwischen den vergoldeten Kupferelektroden und dem ZnO-Kristall wurden bei jedem Kristall bei kleinen Spannungsamplituden negativer und positiver Polarität auf Ohmsches Verhalten geprüft. Es konnte innerhalb der Meßgenauigkeit keine Abweichung von Ohmschen Fall festgestellt werden.

2) Präparation der Kristalle

Die verwendeten ZnO-Kristalle wurden im Institut für Angewandte Physik aus der Gasphase gezüchtet³⁰⁾. Die Kristalle wurden meist auf Quaderform gebracht, wobei die c-Achse so orientiert wurde, daß sie entweder parallel oder senkrecht zur längsten

Kante verlief. Alle Oberflächen des Quaders wurden in einem letzten Arbeitsgang mit $0,1\mu$ -Diamantpulver optisch poliert.

Die mit Cu-Akzeptoren dotierten Kristalle wurden bereits während der Züchtung dotiert, sie enthalten etwa 5-10 ppm Cu.

Die Li-Dotierung wurde nachträglich nach einem im Hause entwickelten Verfahren durchgeführt³¹⁾. Die ZnO-Kristalle wurden dazu in einen aus ZnO-Pulver und LiOH (5 ppm Beimengung) gesinterten Keramikbehälter gelegt und 90 Stunden einer Temperatur von 900°C ausgesetzt. Anschließend wurden die mit Li dotierten ZnO-Kristalle bei einer Temperatur von 900°C in einem Sauerstoffstrom 45 Stunden ausdiffundiert. Diese Nachbehandlung wurde notwendig, da die Kristalle nach dem ersten Arbeitsgang zu hoch-ohmig waren. Die Ausdiffusion hatte außerdem den Vorteil, daß sich das restliche Li im ZnO-Kristall homogener verteilte.

Der elektroakustische Effekt wurde an etwa 20 reinen und 10 dotierten ZnO-Kristallen vermessen. Die Meßergebnisse für die reinen Kristalle unterschieden sich - von einem Kristall (Nr.14) abgesehen - nur unwesentlich voneinander.

In der folgenden Übersicht werden die Abmessungen und Orientierungen derjenigen Kristalle zusammengestellt, deren Meßergebnisse in Abschnitt IV diskutiert werden.

Die Kristalle Nr.32, 34 und 42 wurden aus einem großen ZnO-Kristall herausgeschnitten. Die Kristallnummern 34, 34a und 34b beziehen sich auf denselben Kristall, der lediglich mehrmals in verschiedener Weise nachbehandelt wurde (siehe letzte Spalte).

Kr.Nr.	Abmessungen in mm	Orientierung der längsten Kante	Dotierung/Behandlung
13	2,8x1,3x0,8	$\parallel c$	-
14	2,8x1,3x0,7	$\parallel c$	-
32	1,6x0,9x0,8	$\perp c$	-
34	1,6x0,9x0,9	$\parallel c$	-
34a	1,6x0,9x0,9	$\parallel c$	90 h Ausdiffusion
34b	1 x 1 x 0,7	$\parallel c / \perp c$	Li(2-4 ppm)
42	1,3x 1 x 0,9	$\parallel c$	Li(2-4 ppm)
29	Prismenform l=1,7, $\emptyset = 0,8$	$\parallel c$	Cu(5-10ppm)

3) Meßergebnisse

In Abb.8a und 8b wird eine Auswahl von Strom-Spannungs-Kennlinien vorgestellt, wie sie nach der Meßmethode 1 für den Kristall 34 erhalten wurden. Dabei wurde das äußere elektrische Feld E_0 parallel zur c-Achse angelegt ($E_0 \parallel c$) und die Temperaturen wurden von 42 K bis 307 K variiert. Die Meßkurven für die Temperaturen von 48 K bis 307 K fangen bei kleinen Feldstärken E_0 als Ohmsche Geraden an und besitzen bei einer kritischen Feldstärke E_K eine Knickstelle; danach gehen sie auf Grund des elektroakustischen Effektes in eine mehr oder weniger ausgeprägte Sättigung des Stromes über^{20)32) bis 38)}. Der Verlauf im einzelnen hängt entscheidend von der Temperatur ab. Die Kennlinie für $T = 42$ K zeigt überhaupt kein Sättigungsverhalten. Nach einem kurzen Ohmschen Bereich bei kleinen Feldstärken steigt der Strom überlinear an (eventuelle Injektion vor Ladungsträgern aus den

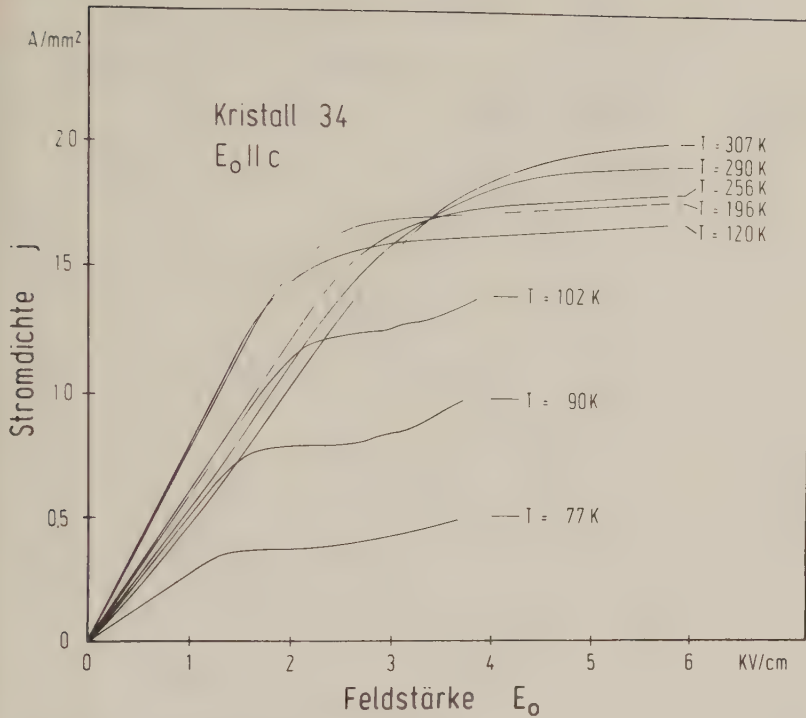


Abb.8a: Strom-Spannungs-Kennlinien für den Kristall 34;
 Feldrichtung $E_0 \parallel c$; Temperaturbereich: 77 K bis 307 K.

Elektroden) und weist auch bei höheren Feldstärken keine Sättigung durch elektroakustische Wechselwirkung auf. Bei dieser Temperatur ist die Leitfähigkeit σ bereits so klein, daß die Elektronen innerhalb einer Schwingungsperiode der Schallwelle die piezoelektrisch erzeugte Raumladung nicht mehr kompensieren können; die Bedingung $T_c = \frac{1}{\omega_c} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{\sigma} < T_s = \frac{1}{\omega_s}$ wird nicht mehr erfüllt.

Entsprechende Strom-Spannungs-Kennlinien erhält man für die Feldrichtung $E_0 \perp c$ (z.B. am Kristall 32 gemessen).

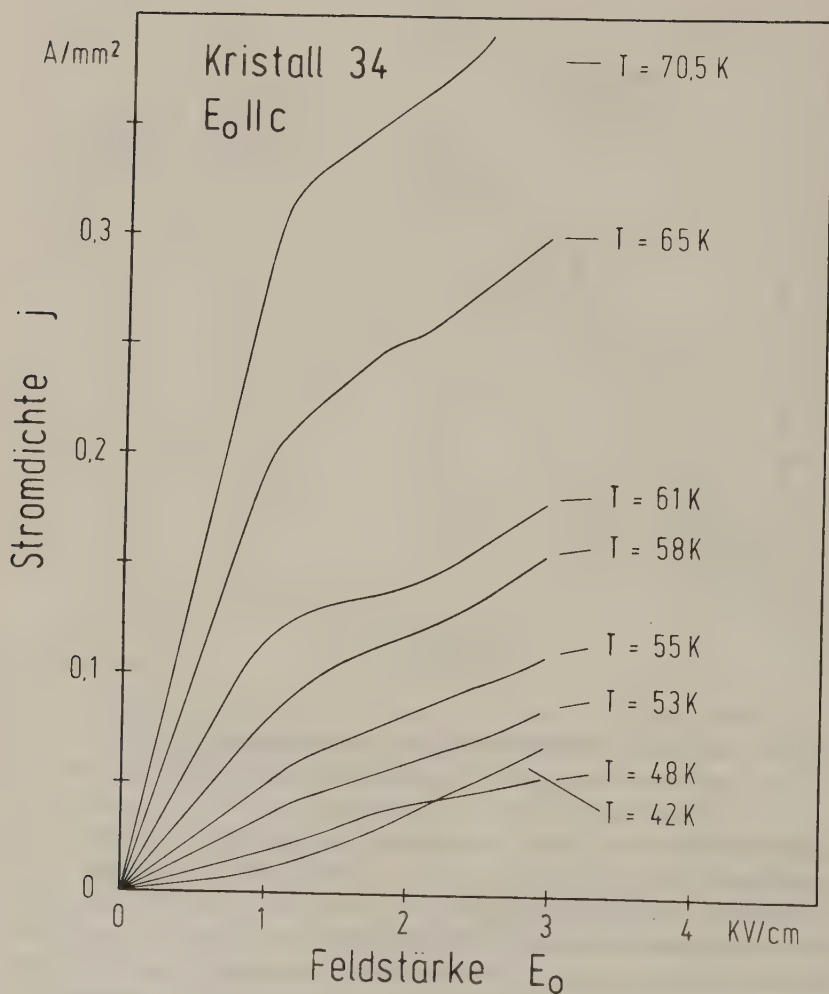


Abb.8b: Strom-Spannungs-Kennlinien für den Kristall 34;
Feldrichtung $E_0 \parallel c$; Temperaturbereich: 42 K bis 70,5 K.

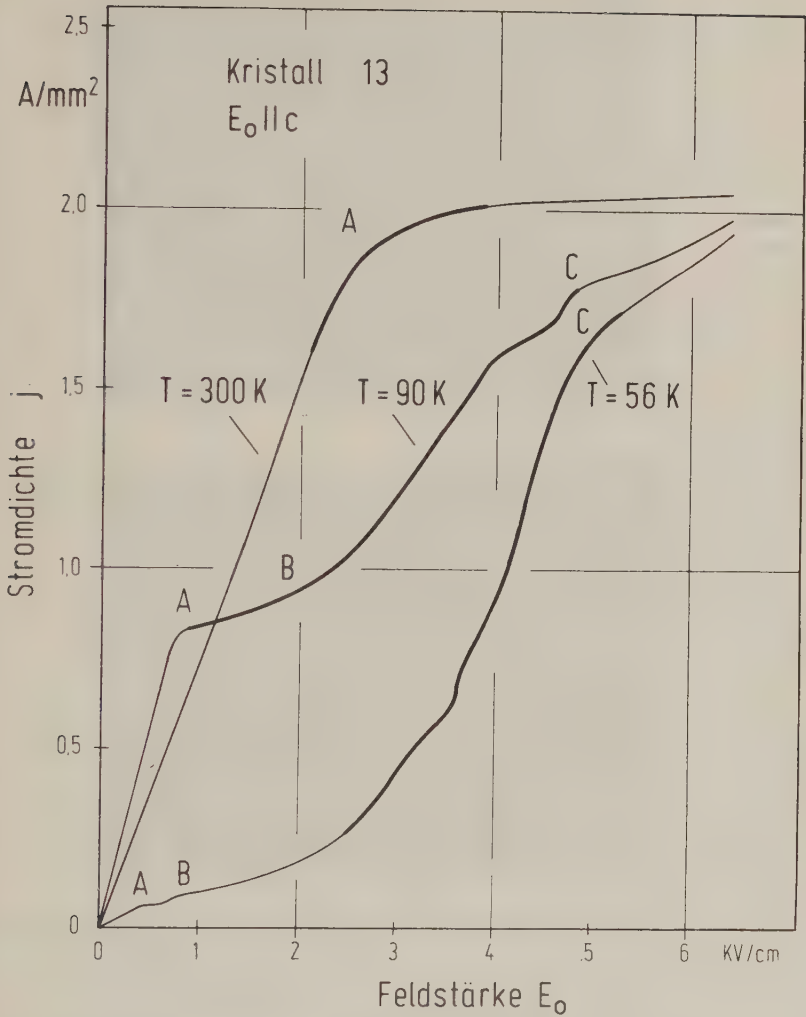
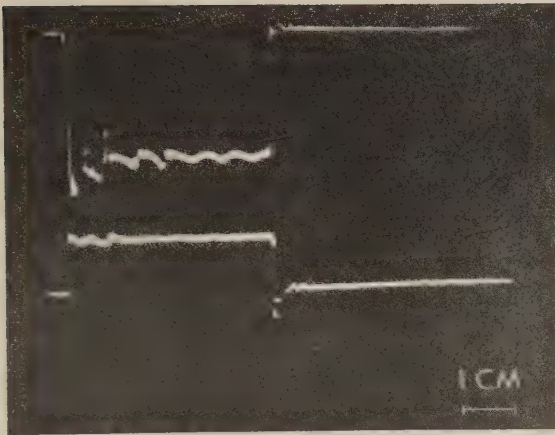


Abb.9: Strom-Spannungs-Kennlinien für den Kristall 13; Feldrichtung $E_0 \parallel c$. Es wurden 3 typische Kennlinienverläufe ausgewählt. In den stark ausgezogenen Kennlinienbereichen wurden zeitliche Stromoszillationen beobachtet.

Um den Kennlinienverlauf genauer diskutieren zu können, wurden in Abb.9 für einen undotierten ZnO-Kristall (Kr.13) drei Kennlinienverläufe dargestellt, die charakteristisch für die verschiedenen Temperaturbereiche sind. Die Kennlinien wurden für die Feldrichtung $E_0 \parallel c$ bei den Temperaturen $T_1 = 300$ K, $T_2 = 90$ K und $T_3 = 56$ K gemessen. Die Kennlinie für $T = 300$ K zeigt bis zur kritischen Feldstärke ($E_K = 2,4$ KV/cm) Ohmsches Verhalten und geht dann in eine nahezu horizontale Gerade über. Bei $T = 90$ K ist die Stromsättigung im Bereich AB noch deutlich ausgeprägt, bei höheren Feldstärken steigt der Strom jedoch weiter an und erreicht nahezu den Sättigungswert für $T = 300$ K. Moore und Smith⁴⁶⁾ zeigten, daß im Bereich BC die Hallgeschwindigkeit in Sättigung geht, so daß der Stromanstieg auf eine Zunahme der Ladungsträgerkonzentration zurückzuführen ist. Es erscheint möglich, daß die Donatoren entweder durch Elektronenstöße oder durch die Wechselwirkung mit dem verstärkten Phononenfeld dissoziiert werden. Bei der Kennlinie für $T = 56$ K ist der Sättigungsbereich AB weiter zurückgegangen, der Strom steigt im Bereich BC stark an und geht oberhalb C in einen zweiten Sättigungsbereich über. In den stark ausgezogenen Bereichen der drei Kennlinien wurden im Stromimpuls zeitliche Stromoszillationen beobachtet (siehe Abb.10a,b), diese sind auf die Bildung von Domänen zurückzuführen^{39) bis 45)}. Domänen sind räumlich begrenzte Gebiete, in denen sich ein hoher akustischer Energiefluß und eine große elektrische Feldstärke ausbilden. Domänen entstehen meist kurz vor der Katode und laufen mit der Schallgeschwindigkeit der Scherwellen zur Anode. Mit dem Entstehen einer Domäne ist gleichzeitig das Absinken des Stromes von seinem "Ohmschen Wert" verbunden. Während die Domäne den Kristall durchläuft, dissoziiert sie Donatoren, was zu einem leichten Anstieg des Stromes führt; der Strom erreicht seinen "Ohmschen Wert" erst dann wieder, wenn die Domäne die Anode erreicht hat. Dieses Verhalten ergibt die für ZnO typischen asymmetrischen Stromoszillationen. Domänen können z.B. auf elektrischem Wege nachgewiesen werden, indem man am Kristall in bestimmten Abständen Sonden anbringt und die lokale und zeitliche Änderung der Feldstärke beobachtet. Auf optischem Wege können Domänen mit Hilfe der Brillouin-Streuung verfolgt werden.

a)



b)

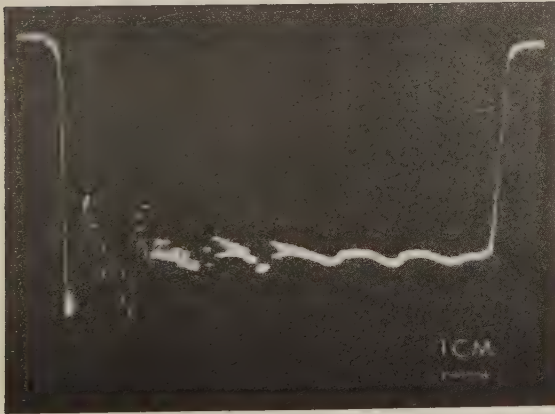


Abb.10: Zeitliche Stromoszillationen (Domänen) beobachtet am Kristall 13.

a) Oberer Strahl: Stromimpuls: $J = 0,5 \text{ A/cm}$;
 $t = 0,5 \mu\text{sec/cm}$;

Unterer Strahl: Spannungsimpuls:

$U = 0,5 \text{ V/cm}$; $t = 0,5 \mu\text{sec/cm}$;

b) Stromimpuls: $J = 0,5 \text{ A/cm}$; $t = 0,2 \mu\text{sec/cm}$

Ursache und Entstehung der Domänen sind bislang noch nicht geklärt. Die am Kristall 13 beobachteten Stromoszillationen sind nicht bei jedem untersuchten Kristall aufgetreten.

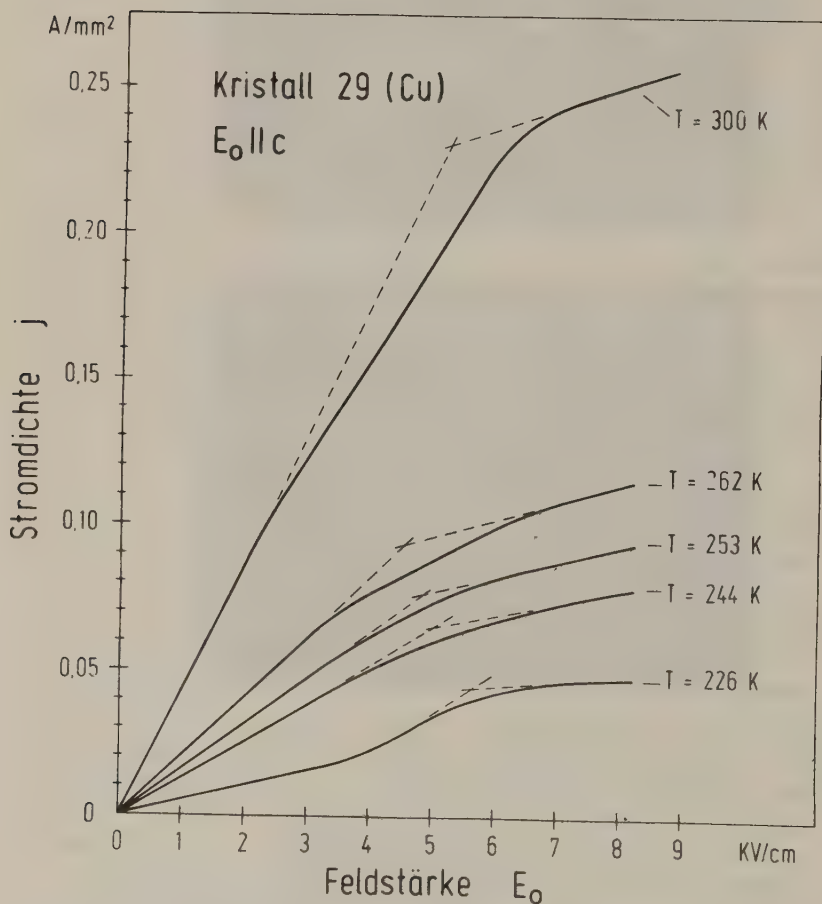


Abb.11: Strom-Spannungs-Kennlinien für den Cu-dotierten Kristall 29; Feldrichtung $E_0 \parallel c$; Temperaturbereich von 226 K bis 300 K.

In Abb.11 sind Messungen, die an einem Cu dotierten Kristall (29) durchgeführt wurden, wiedergegeben. Die Kennlinien zeigen einen breiten Übergang vom Ohmschen Bereich zum Sättigungsteil. Der Knickpunkt kann nur durch Extrapolation der beiden Geraden festgelegt werden. Bereits bei Temperaturen $T = 200$ K ist die Bedingung $T_c < T_s$ nicht mehr erfüllt und es tritt keine Sättigung durch akustoelektrischen Effekt mehr ein. Noch schwächer ausgebildet waren die Knickpunkte in den Kennlinien, die an Li dotierten Kristallen gemessen wurden.

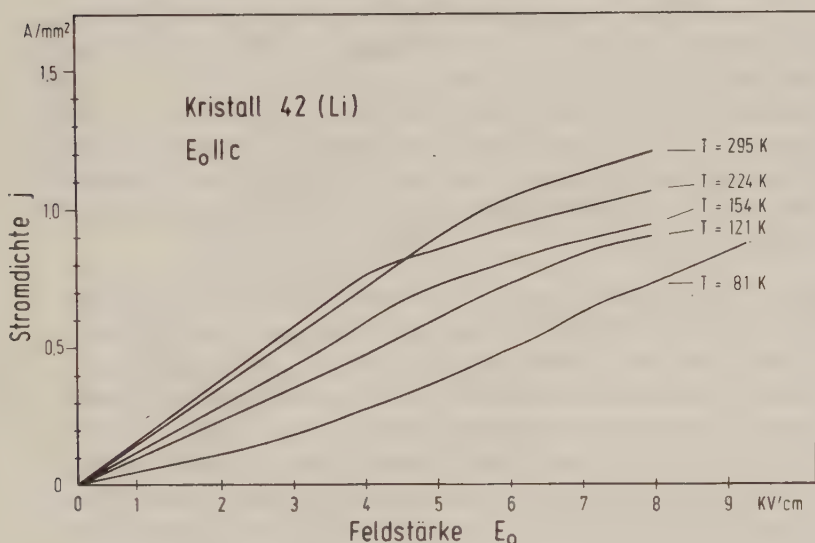


Abb.12: Strom-Spannungs-Kennlinien für den Li dotierten Kristall 42; Feldrichtung $E_0 \parallel c$; Temperaturbereich von 81 K bis 295 K.

Abb.12 zeigt ein Beispiel dafür (Kr.42). Bei diesem Kristall konnte ein Sättigungsverhalten bis zu Temperaturen $T = 81$ K beobachtet werden. Allerdings zeigt die Kennlinie für $T = 81$ K

schon vor der Knickstelle ein Abweichen von der Ohmschen Geraden, der Strom steigt überlinear an.

In Abb.13 werden Ergebnisse mitgeteilt, die sich bei Anwendung der Meßmethode 2 ergaben. Mit Hilfe der Zweiquantenabsorption ($h\nu_{\text{blau}} = 3,58 \text{ eV}$) können durch optische Übergänge vom Valenzband ins Leitungsband frei bewegliche Photoelektronen erzeugt werden²⁸⁾. Die Wellenlänge des Rubinlaserlichtes beträgt

$\lambda_{\text{rot}} = 0,693 \mu\text{m}$. Da das rote Rubinlaserlicht vom ZnO-Kristall kaum geschwächt wird, geschieht die Anregung durch Zweiquantenabsorption nahezu homogen im Volumen des Kristalles. Der zeitliche Verlauf des Laser-, Strom- und Spannungsimpulses ist in Abb.13 schematisch eingezeichnet. Bei Einsetzen des Spannungsimpulses wurde - abhängig von der Temperatur - ein Dunkelstrom J_D gemessen. Gleichzeitig mit dem Laserimpuls erhöhte sich das Stromsignal; dieser Laserstrom J_L zeigte das gleiche zeitliche Verhalten wie der Laserimpuls (Impulsdauer $t \approx 20 \text{ nsec}$). Nach Abklingen des Laserimpulses ging der Strom nicht mehr auf seinen ursprünglichen Wert zurück, sondern behielt einen höheren Stromwert (J_S) bei.

Möglicherweise handelt es sich hier um zwei verschiedene Anregungsmechanismen⁴⁷⁾⁴⁸⁾⁴⁹⁾⁵⁰⁾. Während der Laserstrom J_L direkt durch den Laserimpuls erzeugt wird, entsteht der Sekundärstrom J_S durch thermische Anregung von in flachen Traps (ionisierten Donatoren) eingefangenen Photoelektronen. Durch diesen Anregungsmechanismus können solange freie Ladungsträger erzeugt werden, bis alle überschüssigen Photoelektronen in tiefen ionisierten Donatoren oder Akzeptoren eingefangen wurden. Die wahre Lebensdauer τ_w der Photoelektronen muß kleiner als $\tau_w = 10^{-8} \text{ sec}$ sein, da der Laserstrom J_L dem Laserblitz trägeheitslos folgt. Die Abklingdauer des Sekundärstromes konnte nicht direkt nachgewiesen werden. Mit dem Hochspannungsgenerator können Rechteckimpulse von maximaler Dauer $t = 300 \mu\text{sec}$ erzeugt werden, während dieser Zeit nimmt der Sekundärstrom nur wenig ab. Nach 3 ms - bei Einsetzen des nächsten Spannungsimpulses - war der Sekundärstrom nahezu auf Null abgeklungen. Aus dieser zeitlichen oberen und unteren Grenze kann die Abklingdauer des Sekundärstromes auf etwa 1 ms geschätzt werden.

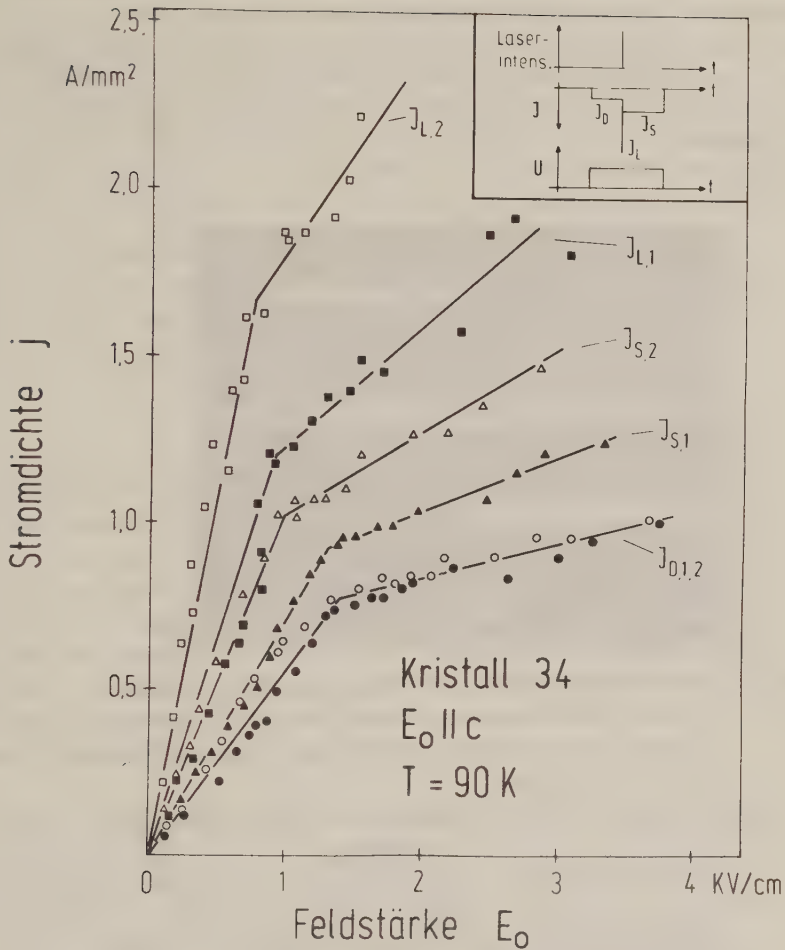


Abb.13: Strom-Spannungs-Kennlinien, die nach der Meßmethode 2 am Kr.34 bei $T = 90 \text{ K}$ für zwei verschiedene Laserintensitäten gewonnen wurden. $J_1 = 2 \text{ MW/cm}^2$ (volle Symbole: ●, ■, ▲); $J_2 = 4 \text{ MW/cm}^2$ (ausgezogene Symbole: ○, □, △). Rechts oben ist der zeitliche Verlauf von Laser-, Strom- und Spannungsimpuls schematisch eingezeichnet. Die Meßpunkte sind Mittelwerte aus 5 Messungen.

Aus der Diskussion in Abschn. IV, 5) folgt, daß die Beweglichkeiten der Ladungsträger, die den Laserstrom bzw. den Sekundärstrom erzeugen, ungefähr gleich sind; diese Tatsache schließt aus, daß für die Ströme J_L und J_S zwei verschiedene Leitungsmechanismen (z.B. Leitungsband und Hopping-Leitung) verantwortlich sind.

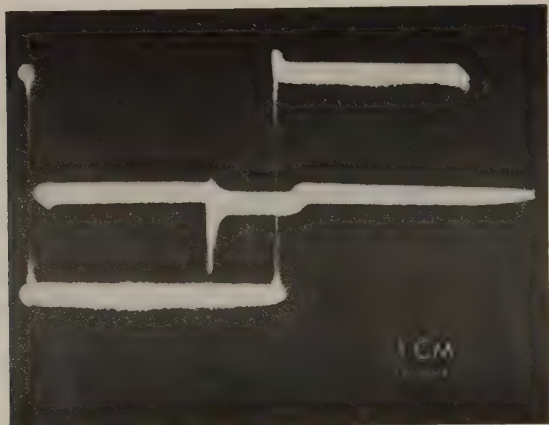


Abb.14: Oszillographenaufnahme zur Demonstration des Laser- und Sekundärstromes. Der Primärstrom liegt hier unterhalb der Meßgrenze (Kristall 14, $T = 21 \text{ K}$, $E_0 \parallel c$)
 Oberer Strahl: Spannungsimpuls $U = 50 \text{ mV/cm}$;
 $t = 2 \mu\text{sec/cm}$
 Unterer Strahl: Stromimpuls, $J = 250 \text{ mA/cm}$;
 $t = 2 \mu\text{sec/cm}$
 Oberer und unterer Strahl sind zeitlich etwas gegeneinander versetzt

Abb.14 stellt ein Oszillographenbild dar, das am Kr.14 bei $T = 21 \text{ K}$ aufgenommen wurde ($E_0 \parallel c$). Hier liegt der Dunkelstrom unter der Nachweisgrenze, bei Einsetzen des Laserimpulses steigt der Strom steil an und folgt dem Lasersignal trägheitslos, nach Abklingen des Lasers fließt ein endlicher, konstanter

Sekundärstrom J_S weiter.

Wie aus Abb.13 erkennbar ist, zeigen alle Ströme (J_D , J_L , J_S) Sättigungsverhalten durch elektroakustische Wechselwirkung, der Einsatzzpunkt der Sättigung ist jedoch von der Intensität der Laserstrahlung und damit von der Konzentration der Photoelektronen abhängig. (Die Knickstellen für die Dunkelströme J_{D_1}, J_{D_2} fallen für die beiden Meßreihen ($J_1 \neq J_2$) zusammen).

Nach der Meßmethode 2 wurden an den Kristallen 14 ($E_0 \parallel c$), 32 ($E_0 \perp c$) und 34 ($E_0 \parallel c$) Strom-Spannungs-Kennlinien im Temperaturbereich von 10 K bis 90 K durchgeführt. Die Laserintensität betrug im allgemeinen $J_{\text{Laser}} = 2 \text{ MW/cm}^2$.

IV Auswertung und Diskussion der Meßergebnisse

An Hand einiger typischer Beispiele (Kr 29 (Cu), Kr 42 (Li), Kr 32 (undotiert, c-Achse senkrecht längste Quaderkante), Kr 34 (undotiert, c-Achse parallel längste Quaderkante) und Kristall 14 (undotiert, c-Achse parallel längste Quaderkante) sollen die Meßergebnisse diskutiert werden. Insbesondere wird bei der Diskussion stets Wert auf einen Vergleich der Ergebnisse von Kristall 32 und 34 gelegt, um evtl. auftretende Anisotropieerscheinungen feststellen zu können.

1) Leitfähigkeit σ bei kleinen äußeren elektrischen Feldern E_0

Aus dem Ohmschen Teil (Anfangssteigung) der nach Meßmethode 1 gewonnenen Strom-Spannungs-Kennlinien kann gemäß der Beziehung $\sigma = j/E_0$ die Leitfähigkeit eines Kristalls bestimmt werden. In Abb.15 wurde die Leitfähigkeit σ als Funktion der reziproken Temperatur für die Kristalle 32, 34, 29 und 42 eingetragen. Ein Vergleich der Leitfähigkeit der Kristalle 32 und 34 zeigt, daß diese im gesamten untersuchten Temperaturbereich (50 K - 310 K) anisotrop sind. Die Kurve für die Feldrichtung $E_0 \perp c$ (Kr.32) liegt über der Kurve für die Feldrichtung $E_0 \parallel c$. Die Absolutwerte der Leitfähigkeit bewegen sich zwischen $\sigma = 10^{-3} (\Omega \text{ cm})^{-1}$ (bei $T = 50 \text{ K}$) und $\sigma = 10^{-1} (\Omega \text{ cm})^{-1}$ (bei

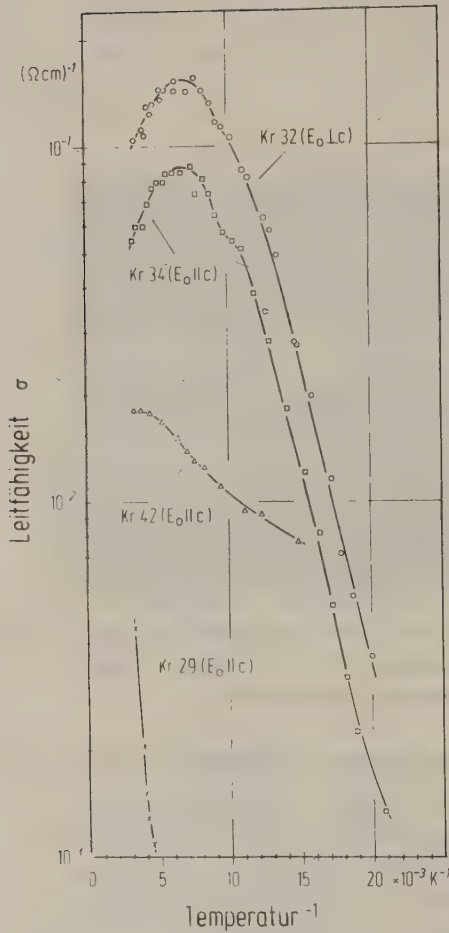


Abb.15:

Leitfähigkeit
(für kleine elek-
trische Felder) als
Funktion der rezi-
proken Temperatur
 T^{-1} für die Kri-
stalle 32, 34, 29 (Cu)
und 42 (Li).

$T = 300 \text{ K}$). Bei $T = 140 \text{ K}$ durchlaufen die beiden Kurven ein Maximum. Diese Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit Messungen von Wagner und Helbig³⁾⁴⁾. Während die Leitfähigkeit für den Cu dotierten Kristall eine starke Temperaturabhängigkeit zeigt (in Analogie mit den Messungen von Mollwo,

Müller und Wagner⁵¹⁾ an stark In dotierten Kristallen, die teilweise oder vollständig mit Cu kompensiert wurden), ist die Temperaturabhängigkeit der mit Li dotierten Kristalle sehr gering; als Beispiel sind in Abb.15 die Werte für den Kristall 42 angegeben. Die schwache Temperaturabhängigkeit läßt vermuten, daß ein wesentlicher Anteil des Leitungsmechanismus zwischen Störstellen (hopping conduction) vor sich geht. Ein ähnliches Verhalten für die Photoleitfähigkeit in Li dotierten ZnO-Kristallen wurde von Zwingel gefunden⁵²⁾.

Das Modell der "hopping conduction"⁵³⁾ soll kurz skizziert werden. Wir betrachten einen schwach n-dotierten Halbleiter. Ein Elektron in einem Donator besitzt eine lokalisierte Wellenfunktion, die mit einer endlichen - wenn auch kleinen - Wahrscheinlichkeit mit einer Wellenfunktion eines benachbarten Donators überlappen kann. Die Donatoren besitzen auf Grund innerer lokaler Felder verschiedene energetische Niveaus, deren Energiedifferenzen größer als die Resonanzenergien sind. Wenn eine Bewegung des Elektrons zwischen den Donatoren zustande kommen soll, muß dieses von den Phononen Energie aufnehmen (thermisch aktiviertes Tunneln). Auf diese Weise kann ein Ladungstransport zustandekommen, ohne daß das Leitungsband eingeschaltet wird. Eine solche Bewegung ist aber nur dann möglich, wenn unbesetzte Donatoren vorhanden sind, was bei starker Kompensation immer der Fall ist.

Ohne starke Kompensation kann eine Bewegung zwischen den Donatoren nur bei hoher Dotierung erfolgen. In diesem Fall besteht ein großer Überlapp zwischen den Wellenfunktionen; die Elektronen verhalten sich wie ein entartetes Elektronengas und es kann eine Art metallische Störleitung (Störband) zustandekommen. Dieser Fall sollte bei uns nicht eintreten, da in dieser Arbeit nur schwach dotierte Kristalle untersucht werden. Im allgemeinen wird die Beweglichkeit zwischen den Donatoren, da es sich um eine Wechselwirkung zwischen räumlich weit entfernten Störstellen handelt, kleiner sein als die Beweglichkeit im Leitungsband. Sie wird sich daher nur bei tiefen Temperaturen bemerkbar machen, wenn im Leitungsband keine Elektronen mehr vorhanden sind.

Da der Überlapp der Wellenfunktionen parallel und senkrecht zur c-Achse verschieden groß sein kann, ist das Auftreten einer Anisotropie bei der "hopping conduction" verständlich.

2) Auswertung der Knickstelle (Bestimmung von μ_D und n_K)

Aus dem Verlauf der Kennlinien in Abb. 8a, b erkennt man, daß sich an den Ohmschen Bereich (bei kleinen Feldstärken) erst ein Übergangsgebiet anschließt, ehe der Strom seinen Sättigungswert $j_K = e \cdot n_K \cdot U_0$ erreicht. Zur Bestimmung der Feldstärke E_K (bei der eine Verstärkung der Schallwelle beginnt) und des kritischen Stromes j_K werden die Ohmsche Gerade und der Sättigungsstrom über ihren Gültigkeitsbereich hinaus extrapoliert. Aus dem Schnittpunkt der beiden Geraden können folgende Größen bestimmt werden:

$$\text{Driftbeweglichkeit } \mu_D = \frac{U_0}{E_K} \quad (45)$$

$$\text{effektive Elektronenkonzentration } n_K = \frac{j_K}{q \cdot U_0} \quad (46)$$

Die effektive Elektronenkonzentration n_K ist diejenige Konzentration, die bei einer festen Temperatur im Sättigungsbereich am Stromtransport teilnimmt. Diese Vorstellung geht von idealisierten Bedingungen aus und wird im realen Kristall nur näherungsweise erfüllt. Störeffekte wie z.B. die zusätzliche Ionisation von Donatoren durch Elektronen- oder Phononenstöße, sind in diesem Modell nicht enthalten.

Wertet man die gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinien nach Gl. (45) aus, so erhält man den Verlauf der Driftbeweglichkeit als Funktion der Temperatur; für die Kristalle 32 und 34 ist dieser Zusammenhang in Abb. 16a und für die Kristalle 34a, 14, 29 (Cu); 34b (Li) und 42 (Li) in Abb. 16b dargestellt. Die ausgezogenen Kurven wurden mit der Meßmethode 1, die gestrichelten Kurven mit der Meßmethode 2 gewonnen. Für die meisten undotierten ZnO-Kristalle, die untersucht wurden, ergaben sich - von kleinen Abweichungen abgesehen - die gleichen Kurvenverläufe wie für

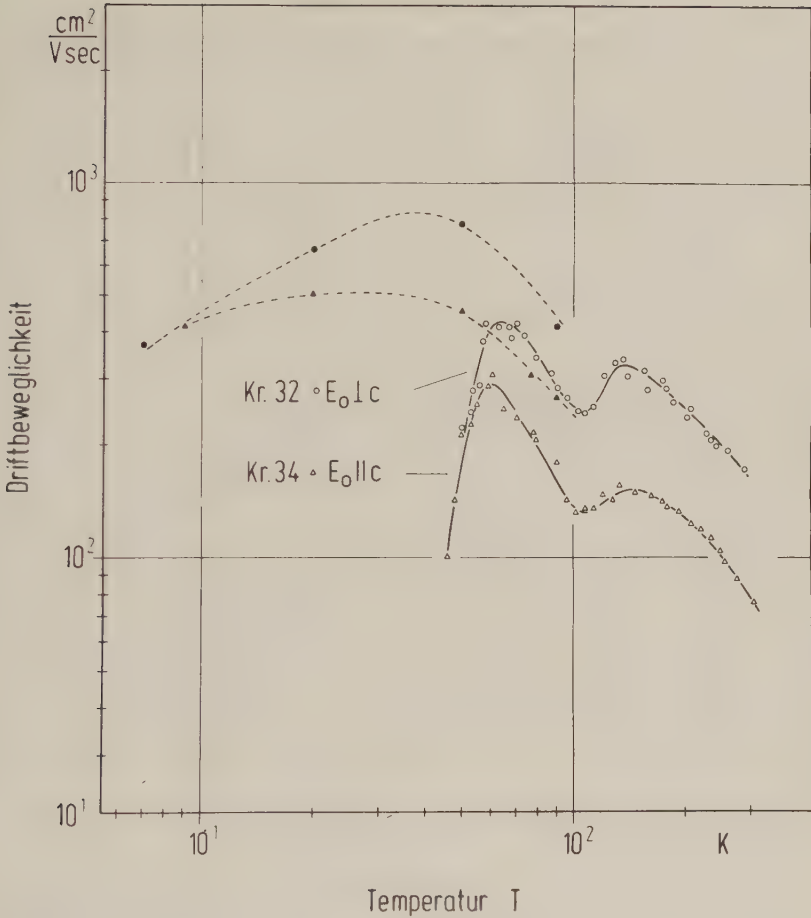


Abb.16a: Driftbeweglichkeit μ_D als Funktion der Temperatur T für die Kristalle 32 und 34. Die Driftbeweglichkeit wurde aus der Knickstelle der Strom-Spannungs-Kennlinien bestimmt. Die ausgezogenen Kurven wurden mit der Meßmethode 1, die gestrichelten mit der Meßmethode 2 gewonnen.

die Kristalle 32, 34; eine Ausnahme bildete lediglich Kristall 14. Die Driftbeweglichkeit nach Meßmethode 1 zeigt einen ähnlichen Temperaturverlauf wie die Hallbeweglichkeit³⁾⁴⁾; sie steigt von hohen Temperaturen ($T = 300$ K) kommend an und fällt für Temperaturen $T < 60$ K wieder rapide ab; zusätzlich besitzt der Verlauf der Driftbeweglichkeit eine Einbuchtung, deren Minimum bei $T = 105$ K liegt; ihre Absolutwerte im gesamten Temperaturbereich sind niedriger als bei der Hallbeweglichkeit. Zieht man die Ergebnisse, die mit Hilfe von Photoelektronen (Meßmethode 2) gewonnen wurden hinzu, so erkennt man, daß die Driftbeweglichkeit bei Temperaturen $T < 90$ K - ohne eine ausgeprägte Einbuchtung - bis zu einem Maximalwert bei $T = 35$ K weiter ansteigt und dann mit kleiner werdender Temperatur wieder abnimmt. Ein Vergleich mit der Hallbeweglichkeit zeigt, daß die mit Photoelektronen gefundene Driftbeweglichkeit bei Temperaturen zwischen 10 K und 30 K größer als die Hallbeweglichkeit mit rein thermischen Elektronen wird. Die Abhängigkeit der Driftbeweglichkeit von der Konzentration der Photoelektronen wird in einem eigenen Abschnitt diskutiert (siehe IV, 5)).

Ein Vergleich der Ergebnisse von Kristall 32 und 34 zeigt (siehe Abb.16a), daß die Driftbeweglichkeit von $T = 60$ K bis $T = 300$ K anisotrop ist; erst bei Temperaturen $T < 60$ K fallen die Kurven für μ_D^I und μ_D^{II} zusammen. Bei $T = 150$ K ergibt sich:

$$\frac{\mu_D^I}{\mu_D^{II}} \approx 2$$

Zook⁵⁴⁾ berechnete für die Anisotropie der Piezostreuung $\frac{\mu^I}{\mu^{II}} = 2,8$. Wagner fand aus Hallmessungen $\frac{\mu_H^I}{\mu_H^{II}} = 1,85$ (bei $T = 70$ K).

Während bei der Hallbeweglichkeit die Anisotropie für Temperaturen $T > 200$ K schnell abnimmt, ist sie bei der Driftbeweglichkeit bis zu Temperaturen $T = 300$ K in voller Stärke vorhanden. Eine Erklärung dafür wird in Abschn. IV, 4) gegeben.

Der Kristall 34a ist identisch mit Kristall 34; er wurde jedoch bei 900°C 90 Stunden im Sauerstoffstrom ausdiffundiert, so daß sich die Störstellenkonzentration verringert haben sollte. Der

Verlauf der Beweglichkeit ist gegenüber dem ursprünglichen Verlauf insgesamt zu etwas höheren Driftbeweglichkeiten verschoben, am stärksten macht sich dies bei tiefen Temperaturen ($T = 50$ K, Störstellenleitung) bemerkbar.

Für Kristall 14 ergibt sich ein wesentlich anderer Verlauf der Driftbeweglichkeit (siehe Abb.16b). Sie steigt zunächst bei $T = 300$ K mit abnehmender Temperatur in gleicher Weise wie die bereits beschriebenen Kurven an, zeigt bei $T = 105$ K nur eine flache Einbuchtung und erreicht bei $T = 50$ K einen Maximalwert $\mu_D^{\parallel} = 730 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vsec}}$. Führt man die Messungen zu tiefen Temperaturen mit Hilfe von Laseranregung fort, so steigt die Driftbeweglichkeit mit nahezu konstanter Steigung weiter schwach an.

Bei Kristall 14 scheint es sich um einen extrem sauberen Kristall zu handeln, so daß die Störstellenstreuung und Störstellenleitung bei tiefen Temperaturen verschwindend klein werden. Eine ausführliche Diskussion des Verlaufs der Driftbeweglichkeit wird in Abschn.IV,4) gegeben.

Die Driftbeweglichkeit für die Li dotierten Kristalle (34b,42) verläuft qualitativ ähnlich wie bei den undotierten Kristallen, die Absolutwerte sind jedoch kleiner, sie liegen bei: $25 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vsec}} \leq \mu_D \leq 60 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vsec}}$. Ein wesentlicher Unterschied gegenüber den undotierten Kristallen besteht darin, daß die Anisotropie für $T < 130$ K ganz verschwunden und für $T > 130$ K nur sehr schwach ausgeprägt ist. Bei diesen Kristallen ist der Anteil der Piezostreuung zur Gesamtstreuung klein, es dominieren isotrope Streumechanismen (z.B. Störstellenstreuung). Die Beweglichkeit für den Cu dotierten Kristall 29 konnte nur in einem kleinen Temperaturbereich verfolgt werden, da der Kristall bei tieferen Temperaturen so hochohmig wurde, daß er durch den steilen Spannungsimpuls zu elektrischen Schwingungen angeregt wurde. Bei Temperaturen um $T = 250$ K beträgt die Driftbeweglichkeit $\mu_D^{\parallel} \approx 35 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vsec}}$; die Beweglichkeit senkrecht zur c-Achse konnte nicht untersucht werden, da der Kristall 29 aus einer dünnen Nadel (mit der Orientierung parallel zur c-Achse) herausgeschnitten wurde.

Aus Gl.(46) wurde die effektive Elektronenkonzentration n_K für die Kristalle 32, 34, 34a (undotiert), 29 (Cu) und 42 (Li) bestimmt (Ergebnisse mit Meßmethode 1) und in Abb.17a,b als Funktion der reziproken Temperatur eingetragen. Im Temperatur-

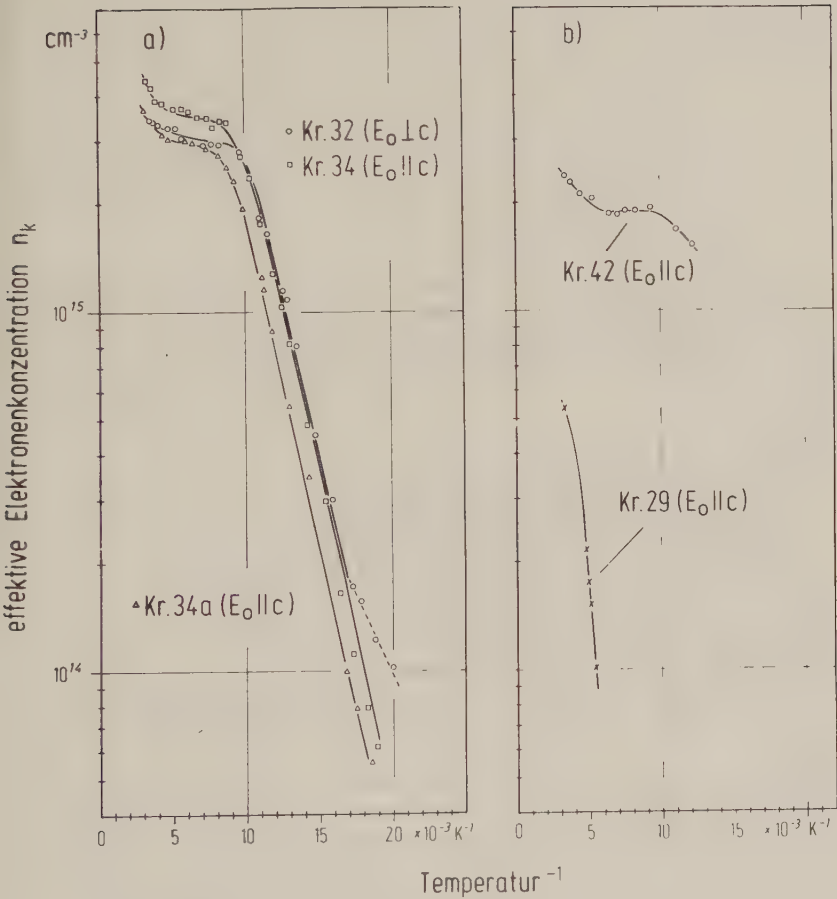


Abb.17: Effektive Elektronenkonzentration n_K als Funktion der reziproken Temperatur T^{-1} ,
 a) für die Kristalle 32, 34, 34a
 b) für die Kristalle 29 (Cu), 42 (Li)

n_K wurde aus der Knickstelle der Strom-Spannungs-Kennlinien bestimmt.

bereich von $T = 250 \text{ K}$ bis $T = 120 \text{ K}$ ist n_K unabhängig von der Temperatur; es tritt eine Erschöpfung der Donatoren N_{D_1} ein. Aus diesem Plateau kann der Wert für $N_{D_1} - N_A$ experimentell bestimmt werden. Es ergibt sich für:

$$\text{Kristall 32} : N_{D_1} - N_A = 3,4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{Kristall 34} : N_{D_1} - N_A = 3,8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{Kristall 34a} : N_{D_1} - N_A = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{Kristall 14} : N_{D_1} - N_A = 4,9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

Eigentlich würde man für die Kristalle 32 ($E_0 \perp c$) und 34 ($E_0 \parallel c$) für die Konzentrationen $n_{K, \text{Sättigung}} = N_{D_1} - N_A$ gleiche Werte erwarten; das Experiment ergibt jedoch eine Differenz von etwa 10%. (Dieser Unterschied wurde auch bei anderen Kristallpaaren festgestellt.)

Mögliche Ursachen dafür sind:

- 1) Inhomogenitäten in den Kristallen
- 2) Zur Erreichung der Knickstelle müssen für die Feldrichtung $E_0 \parallel c$ doppelt so hohe Driftfelder angelegt werden wie bei $E_0 \perp c$; eine zusätzliche Ionisation von tiefer liegenden Donatoren durch das höhere elektrische Feld erscheint möglich.

Beim ausdiffundierten Kristall 34a hat sich die Konzentration $N_{D_1} - N_A$ gegenüber dem Ausgangsmaterial (Kristall 34) um 20% erniedrigt.

Für Temperaturen $T > 250 \text{ K}$ deutet sich ein weiterer Anstieg von n_K an. Mosekilde²⁴⁾ verfolgte die Konzentration n_K bis zu einer Temperatur von 500 K; er führte den weiteren Konzentrationsanstieg auf einen tiefer liegenden Donator N_{D_3} zurück. (Unter der Annahme schwacher Kompensation erhielt er für die Ionisierungsenergie der Donatoren $N_{D_3} : E_{D_3} = 230 \text{ meV}$).

Bemerkung:

Mosekilde stützte sich bei der Angabe seiner Donatoraktivierungsenergien auf Hallmessungen, die von Galster durchgeführt wurden. Galster⁵⁵⁾ wertete seine Ergebnisse unter der Annahme aus, daß im ZnO schwache Kompensation vorliegt ($\frac{N_A}{N_D} = 4\%$). Unter dieser

Voraussetzung fand Galster Ionisierungsenergien für $N_{D_1} = 50$ meV und für $N_{D_3} = 230$ meV. Auf Grund vielseitiger experimenteller Untersuchungen (z.B. chemische Analyse, ESR-Messungen, optische Absorptionsmessungen, Driftbeweglichkeitsmessungen, Hallmessungen bis zu Heliumtemperatur) ist jedoch bekannt, daß beim ZnO der Fall starker Kompensation vorliegt. In diesem Fall muß für die Berechnung der Ionisierungsenergien der Donatoren eine andere Statistik angewandt werden. Die richtige Statistik⁵⁶⁾ liefert den Faktor $\frac{1}{2}$, so daß für die Ionisierungsenergien folgt: $E_{D_1} = 25$ meV, $E_{D_3} = 115$ meV. Der korrigierte Wert für E_{D_1} stimmt mit dem Ergebnis dieser Arbeit gut überein (siehe Abschn. IV, 3)). Da der Trappingfaktor $b f_0$ sehr stark vom Kompensationsgrad abhängt (vergleiche z.B. Abb. 19a, b) und Abb. 21a-d) müssen in der Arbeit von Mosekilde²⁴⁾ auch alle weiteren Ergebnisse mit grosser Vorsicht gewürdigt werden.

Für Temperaturen $T < 100$ K ergibt sich mit abnehmender Temperatur in der einfach logarithmischen Darstellung für n_K als Funktion von $1/T$ ein linearer Zusammenhang. Für die Feldrichtung $E_0 \perp c$ wird diese Abhängigkeit bei $T = 55$ K flacher (möglicher zweiter Donator N_{D_2} , Störstellenleitung³⁾⁴⁾). Der Vollständigkeit wegen wurde in Abb. 17b der Verlauf von n_K als Funktion von $1/T$ für die Kristalle 29 (Cu) und 42 (Li) eingetragen.

3) Bestimmung des Trappingfaktors $f = b f_0$

Der Trappingfaktor $f = b f_0$ kann auf mehrere voneinander weitgehend unabhängige Methoden bestimmt werden. Zunächst soll ein experimentelles Verfahren⁴⁶⁾ angegeben werden.

a) Experimentelle Bestimmung von f_0 und b

Für die Stromdichte j gilt allgemein:

$$j = e n v = e n \mu E_0$$

Im Sättigungsbereich ($v = v_0$, v_0 = Schallgeschwindigkeit) ergibt sich unter Berücksichtigung von Gl. (35b):

$$j_k = e \cdot n_k \cdot \frac{\mu_D}{b f_0} \cdot E_0 = \frac{1}{b f_0} (e \cdot n_k \cdot U_0) \quad (47)$$

Für den Grenzfall, daß $\omega \tau \ll f_0$ ist, wird nach Gl.(36):

$$\omega \tau \ll f_0 : \quad b = 1 ; \quad f = f_0 ;$$

Dieser Fall ist bei $T = 250$ K, wo die Donatoren N_{D_1} vollständig ionisiert sind, sicherlich erfüllt; damit folgt aus Gl.(47):

$$j_{k, T=250K} = \frac{1}{f_0} (e \cdot n_k \cdot U_0) \quad (48)$$

Für niedrigere Temperaturen ($T < 250$ K) muß der Trappingfaktor in seiner allgemeinen Form eingesetzt werden:

$$j_{k, T < 250K} = \frac{1}{b f_0} (e \cdot n_k \cdot U_0) \quad (49)$$

Durch Quotientenbildung folgt aus den Gl.(48) und (49):

$$\frac{j_{k, T=250K}}{j_{k, T < 250K}} = b \quad (50)$$

Verknüpft man diese Beziehung mit Gl.(35b), so erhält man:

$$\frac{j_{k, T=250K}}{j_{k, T < 250K}} \cdot \frac{\mu_D}{\mu} = f_0 \quad (51)$$

Da die mikroskopische Beweglichkeit μ experimentell direkt nicht zugänglich ist, muß diese über die Hallbeweglichkeit $\mu_H = r_H \cdot \mu$ bestimmt werden. Wird Hallbeweglichkeit μ_H und Driftbeweglichkeit μ_D unter gleichen Voraussetzungen gemessen, so können mit den Beziehungen (50) und (51) die Funktionen b und f_0 getrennt bestimmt werden. In unserem Falle ist die Hallbeweglichkeit zwar bei kleinen, aber nicht bei hohen elektrischen Feldern experimentell bekannt, so daß aus den Messungen in Abb.17a

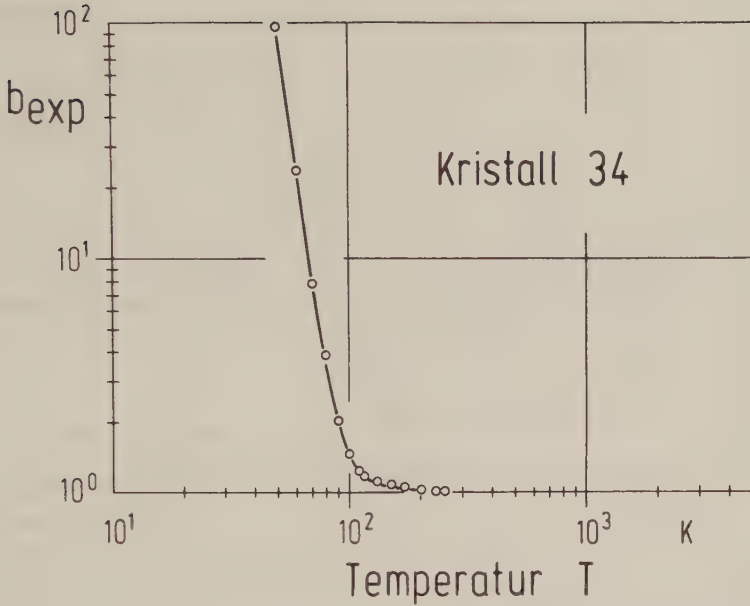


Abb.18: Faktor b_{exp} als Funktion der Temperatur T .
 b_{exp} wurde aus der effektiven Elektronen-
konzentration n_K bestimmt.

lediglich der Faktor b experimentell bestimmt werden kann. In Abb.18 ist b als Funktion der Temperatur T nach Gl.(50) berechnet worden. Der Faktor b ist bei hohen Temperaturen ($\omega\tau \ll f_0$) gleich 1 und steigt mit abnehmender Temperatur steil an.

b) Berechnung von f_0 mit Hilfe der Parameter N_D , N_A und E_{D_1}

Der "statische" Trapping Faktor f_0 ist gemäß Gl.(14):

$$f_0^{-1} = 1 + \frac{n_{D_1} (N_{D_1} - n_{D_1})}{n_c N_{D_1}}$$

Die Konzentrationen n_c und n_{D_1} berechnen sich für den betrachteten Modell-Festkörper (ZnO) wie folgt:

$$n_c = N_c \exp [(\varepsilon_F - \varepsilon_c)/k_B T] \quad (52)$$

$$n_{D_1} = \frac{N_{D_1}}{1 + \frac{1}{g} \exp [(\varepsilon_{D_1} - \varepsilon_F)/k_B T]} \quad (53)$$

mit $N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_c k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$ = effektive Zustandsdichte im Leitungsband

g = Spinentartungsfaktor (bei einfach ionisierten Störstellen gilt: $g = 2$)

m_c = effektive Masse der Elektronen

h = Plancksches Wirkungsquantum

Außerdem muß die Neutralitätsbedingung erfüllt sein:

$$N_{D_1} = N_A + n_{D_1} + n_c \quad (54)$$

Verknüpft man die Gleichungen (14), (52), (53) und (54) und führt die Bezeichnung

$$N_D = N_{D_1} - N_A \quad (55)$$

ein, so folgt für f_0 :

$$f_0 = \frac{n_c (N_D + N_A)}{n_c (N_D + N_A) + (N_D - n_c)(n_c + N_A)} \quad (56)$$

mit

$$n_c = \frac{1}{2} \left\{ - \left(N_A + \frac{N_c}{g} \exp \left[- \frac{E_{D_1}}{k_B T} \right] \right) + \left(\left(N_A + \frac{N_c}{g} \exp \left[- \frac{E_{D_1}}{k_B T} \right] \right)^2 + 4 \frac{N_c N_D}{g} \exp \left[- \frac{E_{D_1}}{k_B T} \right] \right)^{1/2} \right\} \quad (57)$$

wobei $E_{D_1} = \varepsilon_c - \varepsilon_{D_1}$ = Ionisierungsenergie der Donatoren
 N_{D_1} ist.

f_0 soll für den Kristall (34) berechnet werden. Folgende Werte sind bekannt:

$$\begin{aligned} N_D &= 3,6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} && \text{(aus dem Experiment)} \\ m_c &= 0,27 \cdot m_0^{57)} && (m_0 = \text{Elektronenmasse}) \\ g &= 2 && \text{(für einfach ionisierte Donatoren)} \\ k_B &= 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/Grad} = \text{Boltzmannfaktor.} \end{aligned}$$

Für die Werte von N_A und E_{D_1} gibt es folgende Anhaltspunkte: Die Kristalle (32) und (34) wurden mit Hilfe der Atomabsorptionsmethode auf die am häufigsten vorkommenden Akzeptoren (Li, Na) geprüft. Das Analysenergebnis lautet:

$$\begin{aligned} \text{Li} : 1,2 \text{ ppm} & \quad N_{\text{Li}} = 5,0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \\ \text{Na} : 5,4 \text{ ppm} & \quad N_{\text{Na}} = 2,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \end{aligned}$$

Das Ergebnis für Na ist mit Vorsicht zu betrachten, da die Blindprobe für Na nur eine geringfügig kleinere Na-Konzentration ergab; N_{Na} stellt eine obere Grenze dar.

Aus Hallmessungen³⁾⁴⁾ ergaben sich für die Donatoren N_{D_1} in ZnO (im Temperaturbereich von 50 K bis 250 K) im wesentlichen 2 Werte für die Ionisierungsenergien:

$$\begin{aligned} E_{D_1} &= 20 \text{ meV (für "stärker verunreinigte" Kristalle)} \\ E_{D_1} &= 38 \text{ meV (für "saubere" Kristalle)} \end{aligned}$$

Durch obige Einschränkungen sind die Werte für N_A und E_{D_1} bereits grob festgelegt.

Um einen vorläufigen Eindruck zu gewinnen, wie empfindlich f_0 auf eine Variation von E_{D_1} und N_A reagiert, wurde in Abb. 19a,b für Kristall 34 f_0 als Funktion der Temperatur T für verschiedene Werte von N_A und E_{D_1} berechnet. In Abb. 19a wurde bei konstanter Akzeptorenkonzentration $N_A = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ f_0 für die Ionisierungsenergien $E_{D_1} = 20 \text{ meV}$, 25 meV , 30 meV und 50 meV berechnet; in Abb. 19b wurde $E_{D_1} = 25 \text{ meV}$ festgehalten und f_0 für die Akzeptorenkonzentrationen $N_A = 0$, $2 \cdot 10^{16}$, $6 \cdot 10^{16}$, $1 \cdot 10^{17}$ und $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ berechnet. Der Trapping-Faktor f_0

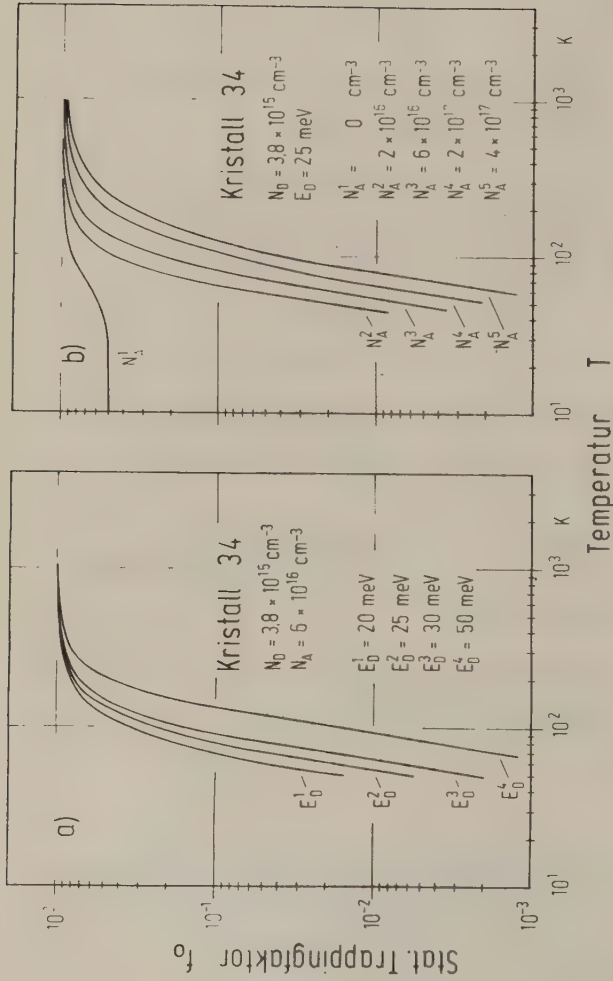


Abb.19 Statistischer Trappingfaktor f_0 in Abhängigkeit von der Temperatur T .
 f_0 wurde für Kristall 34 für die feste Konzentration $N_D = 3.8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und variable Werte von N_A und E_{D1} berechnet.
 a) N_A wird festgehalten; E_{D1} wird variiert,
 b) E_{D1} wird festgehalten; N_A wird variiert.

nimmt bei tiefen Temperaturen um so schneller ab, je größer die Werte für E_{D1} und N_A sind.

c) Halbexperimentelle Bestimmung des Trappingfaktors $f = b \cdot f_0$

Die Knickstelle der Strom-Spannungs-Kennlinien (z.B. in Abb. 8a,b) kann durch Extrapolation der Ohmschen Geraden und des Sättigungstromes festgelegt werden. Berechnet man im Rahmen der nichtlinearen Trappingtheorie diesen Schnittpunkt, so erhält man mit Gl.(45):

$$\begin{aligned} j_K &= e \cdot n_c \cdot U_{c2} = e \cdot n_K \cdot U_0 \\ \rightarrow n_c \cdot U_{c2} &= n_K \cdot U_0 \end{aligned} \quad (58)$$

Setzt man in Gl.(58) U_{c2} aus Gl.(45) ein und löst nach $f = b f_0$ auf, so ergibt sich:

$$f = \frac{\frac{n_c}{n_K} + f_0 \frac{N_D - n_c}{N_D + N_A}}{1 + f_0 \frac{N_D - n_c}{N_D + N_A}} \quad (59)$$

f_0 und n_c werden in Gl.(59) mit Hilfe der Gleichungen (56) und (57) eliminiert, damit kann f berechnet werden. n_K und N_D sind experimentelle Werte und können den Ergebnissen in Abb. 17a entnommen werden. Als Parameter gehen wiederum N_A und E_{D1} ein.

d) Berechnung des Trappingfaktors $f = b f_0$ mit den Parametern N_D , N_A , E_{D1} , $S n_0$ und ω .

In der frequenzabhängigen Trapping-Theorie gibt Uchida et.al.¹⁵⁾ einen Ausdruck für f an (siehe Gl.(32)), der neben f_0 die dominierende akustische Frequenz $\omega = \omega_{\max}$ und die Relaxationszeit τ (Gl.29) enthält, es gilt:

$$f = \frac{\omega^2 \tau^2 + f_0^2}{\omega^2 \tau^2 + f_0} \quad (32)$$

wobei

$$\tau^{-1} = \nu_H S_m \left\{ \frac{N_D (N_A + n_c)}{N_D - n_c} + n_c \right\} \quad (29)$$

ist. Drückt man f_o wiederum durch die Gleichungen (56) und (57) aus, so kann f mit Hilfe der Größen N_D , N_A , E_{D1} , S_{n0} und ω berechnet werden.

Nach der einfachen linearen Theorie nach Hutson und White berechnet sich die maximal verstärkte Frequenz $\omega_{\max}$ wie folgt:

$$\omega_{\max} = (\omega_c \cdot \omega_D)^{1/2} \quad (60)$$

wobei $\omega_c = \frac{\sigma}{\epsilon} =$ dielektrische Relaxationsfrequenz

$$\omega_D = \frac{U_o^2}{b f_o \beta} = \frac{U_o^2 q}{b f_o \mu k_B T} = \frac{q \cdot E_K \cdot U_o}{k_B \cdot T} = \text{Diffusionsfrequenz}$$

Um eine Vorstellung von der Größe der maximal verstärkten Schallfrequenz $\omega_{\max}$ zu bekommen, wurde für den Kristall 34 die Frequenz $\omega_{\max}$ nach Gl.(60) berechnet.

Die Leitfähigkeit σ wurde der Meßkurve in Abb.15 entnommen, die kritische Feldstärke E_K ist aus der Knickstelle der Strom-Spannungs-Kennlinien bekannt (siehe Abb.8a,b); die anderen Größen haben für ZnO folgende Werte:

$$\xi = 7,5 \cdot 10^{11} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$$

$$U_o = 2,7 \cdot 10^5 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \cdot 10^{11}$$

In Abb.20 ist der Verlauf von ω_c , ω_D und $\omega_{\max}$ als Funktion der Temperatur eingetragen. Als mittlerer Wert für $\omega_{\max}$ ergibt sich:

$$\omega_{\max} \approx 5 \cdot 10^{10} \text{sec}^{-1}.$$

Aus Brillouin-Streuexperimenten²⁶⁾ ist bekannt, daß in Wirklichkeit die maximal verstärkte Frequenz etwa um den Faktor

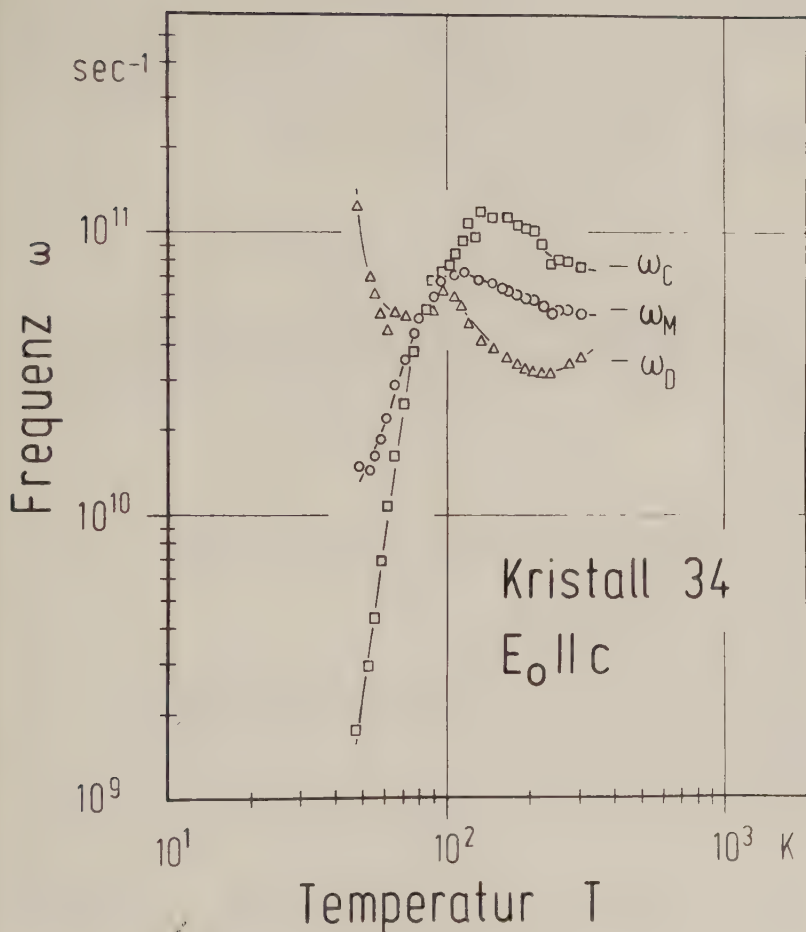


Abb.20: Für Kristall 34 wurde die dielektrische Relaxationsfrequenz ω_C , die Diffusionsfrequenz ω_D und die maximal verstärkte Frequenz $\omega_{\max}$ als Funktion der Temperatur aus experimentellen Daten bestimmt.

2 bis 5 niedriger liegt als sie durch die lineare Theorie vorhergesagt wird, so daß der Wert von $\omega_{\max}$ für Kristall 34 etwa $\omega_{\max} = 1 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$ sein sollte. Für die Berechnung von f wird $\omega_{\max}$ als temperaturabhängig angenommen. Die Relaxationszeit τ (Gl.29) enthält den Einfangquerschnitt S_n der Donatoren N_{D1} . Nach Rose⁵⁸⁾⁵⁹⁾ und Ascarelli et.al.⁶⁰⁾ besitzt der Einfangquerschnitt S_n folgende Temperaturabhängigkeit:

$$S_n = S_{n_0} \cdot \left(\frac{100 \text{ K}}{T} \right)^2 \quad (61)$$

S_{n_0} geht in unserer Berechnung als Parameter ein.

- e) Festlegung der Parameter E_{D1} , N_A , S_{n_0} und ω durch Anpassen der Resultate aus den Abschnitten a) bis d).

Fassen wir die Ergebnisse von Abschn.a) bis d) zusammen, so ergeben sich drei Lösungswege um den Trappingfaktor f zu bestimmen:

- 1) f wird als Produkt des in a) experimentell bestimmten Faktors b_{exp} und des in b) berechneten statischen Trappingfaktors f_{theor} dargestellt.

$$f = b_{\text{exp}} \cdot f_{\text{theor}}$$

- 2) f wird aus der Knickstelle der Strom-Spannungs-Kennlinie berechnet (Abschn.c)):

$$f = \frac{\frac{n_c}{n_k} + f_0 \frac{N_D - n_c}{N_D + N_A}}{1 + f_0 \frac{N_D - n_c}{N_D + N_A}} \quad (59)$$

- 3) f wird aus der Trapping-Theorie mit Hilfe von S_{n_0} und ω berechnet (Abschn. d)):

$$f = \frac{\omega^2 \tau^2 + f_0^2}{\omega^2 \tau^2 + f_0} \quad (32)$$

Die Größen b_{exp} , n_K , N_D liegen experimentell fest, die Werte für N_A , E_{D_1} und ω sind weitgehend eingeschränkt, lediglich der Parameter Sn_0 ist noch frei wählbar. Mosekilde berechnet unter der Voraussetzung schwacher Kompensation ($\frac{N_A}{N_D} = 4\%$) für die Donatoren N_{D_1} in ZnO einen Einfangquerschnitt $Sn_0 = 5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ (bei $T = 100 \text{ K}$); dieser Wert scheint unrealistisch zu sein, er entspricht einem Donatorradius $r = 130 \text{ \AA}$. (Im Vergleich dazu besitzt die erste Bohrsche Bahn eines Wasserstoffdonators in ZnO den Radius $r = \frac{\hbar^2 \epsilon}{m^* q^2} = 16 \text{ \AA}$.)

Es wurde versucht, durch geeignete Wahl der Parameter für alle drei Lösungswege den gleichen Verlauf des Trappingfaktors als Funktion der Temperatur zu erhalten. Sie beste Anpassung der drei Kurvenverläufe wurde für Kristall 34 durch folgende Werte erreicht:

$$\begin{aligned} E_{D_1} &= 25 \text{ meV} \\ N_A &= 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \\ Sn_0 &= 5,2 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \text{ (bei } T = 100 \text{ K)} \\ \omega &= 1,3 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1} \end{aligned}$$

In Abb. 21a ist der Trappingfaktor f als Funktion der Temperatur für die drei verschiedenen Berechnungen eingetragen. Lösungsweg 1) ist durch Kreuze, Weg 2) durch Kreise gekennzeichnet; Weg 3) entspricht der ausgezogenen Kurve. Wie stark der Verlauf des Trappingfaktors auf Änderungen von ω und Sn_0 reagiert, wird in den Abbildungen 21b bis d gezeigt; als Vergleichskurve (ausgezogene Kurve) wurde jeweils der Verlauf mit dem besten Fit aus 21a zusätzlich eingetragen.

Zur Kontrolle wurde die effektive Elektronenkonzentration n_K aus Gl.(58) eliminiert

$$n_K = \frac{n_c \cdot U_{c2}}{U_0} \quad (62)$$

und mit Hilfe der Gl.(45) und (57) der Verlauf von n_K mit den oben bestimmten Parametern berechnet. Die ausgezogene Kurve in Abb. 22a gibt den theoretischen Verlauf von n_K als Funktion von $1/T$ wieder. Die Kreise entsprechen den experimentellen Werten. Es ergibt sich über zwei Zehnerpotenzen hinweg eine gute Übereinstimmung.

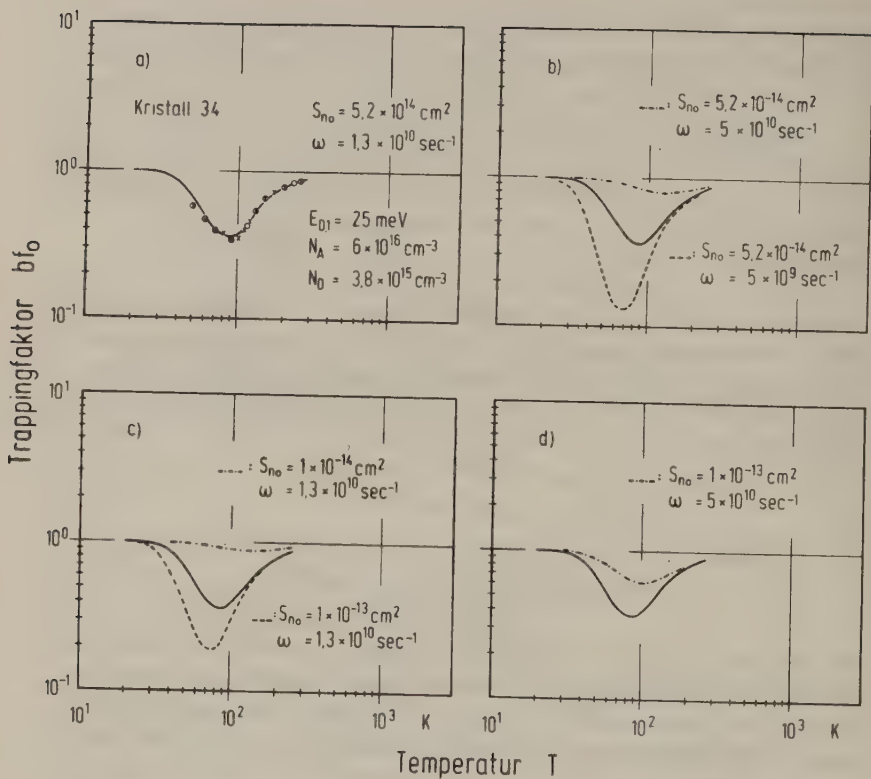


Abb.21: Trappingfaktor $f = bf_0$ als Funktion der Temperatur T für Kristall 34.

- a) Kreuze: Ergebnis nach Lösungsweg 1);
 Kreise: Ergebnis nach Lösungsweg 2);
 ausgezogene Kurve: Lösungsweg 3).
 Die gestrichelten Kurven in b)-d) wurden für verschiedene S_{n0} und ω Werte berechnet; als Vergleichskurve wurde jeweils noch das Ergebnis aus a) (ausgezogene Kurve) eingetragen.
- b) $S_{n0} = \text{const}$, ω wird variiert;
 c) $\omega = \text{const}$, S_{n0} wird variiert;
 d) ω und S_{n0} werden gleichzeitig variiert

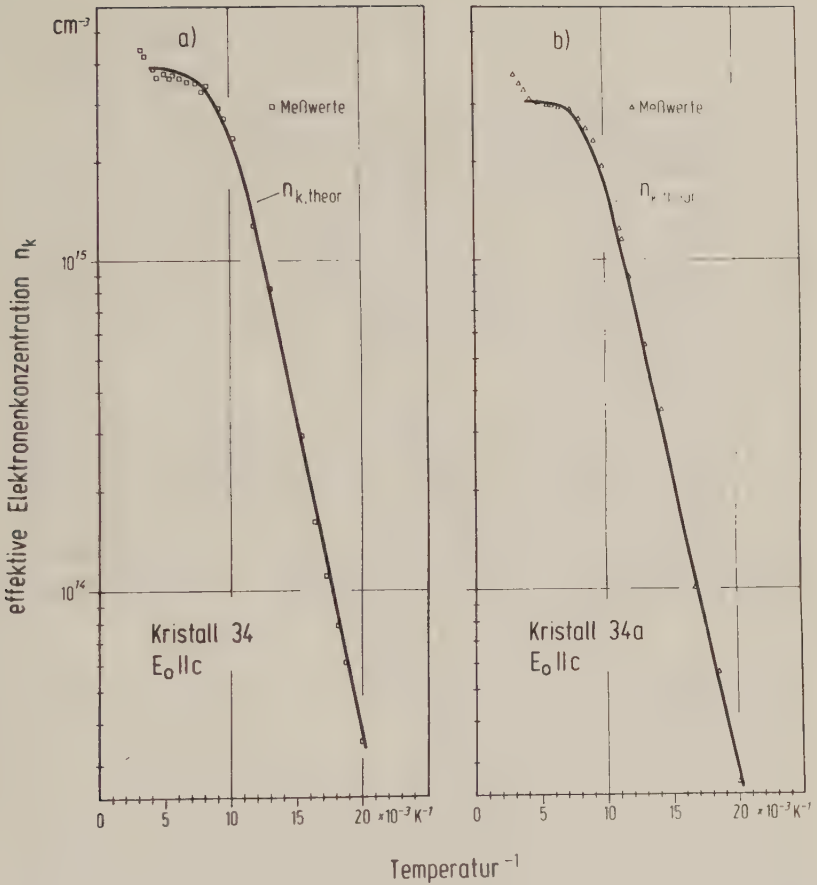


Abb.22: Effektive Elektronenkonzentration n_K als Funktion der reziproken Temperatur T^{-1} . Die Kreise sind gemessene Werte; die ausgezogenen Kurven wurden berechnet.
a) Kristall 34 b) Kristall 34a

Das gleiche Verfahren wurde auf den Kristall 34a angewandt; für diesen ergaben sich mit $N_D = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ die Werte:

$$N_A = 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$E_{D_1} = 27 \text{ meV}$$

Die Akzeptorenkonzentration hat sich wie die Donatorenkonzentration ($N_D = N_{D_1} - N_A$) gegenüber dem Ausgangsmaterial (Kr.34) nur geringfügig verringert. Die Ionisierungsenergie ist um 2 meV zu höheren Energien verschoben worden; dieser Trend, daß bei sauberen Kristallen die Ionisierungsenergie größer wird, bestätigt die Ergebnisse aus Hallmessungen³⁾⁴⁾. In Abb.22b wurde für Kristall 34a der berechnete Verlauf der effektiven Elektronenkonzentration n_K als Funktion der reziproken Temperatur eingetragen (ausgezogene Kurve); die Kreise sind die experimentellen Meßwerte.

In Abb.23 wurde mit dem angepaßten Wert für Sn_0 nach Gl.(61) der Einfangquerschnitt Sn als Funktion der Temperatur berechnet. Für Sn ergeben sich Werte, die im Temperaturbereich von 10 K bis 300 K zwischen $5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ und $5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ liegen. Ascarelli et.al.⁶⁰⁾ bestimmten bei Temperaturen $T < 10 \text{ K}$ den Einfangquerschnitt für As und Sb Donatoren in Germanium; sie fanden z.B. für $T = 10 \text{ K}$:

$$\text{Sn} = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2.$$

Der in dieser Arbeit für Donatoren N_{D_1} in ZnO bestimmte Einfangquerschnitt ist bei $T = 10 \text{ K}$

$$\text{Sn} = 5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2.$$

(Der Vergleichswert von Mosekilde liegt bei $\text{Sn} = 5 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^2$.)

Ebenfalls mit den für Kristall 34 ermittelten Daten wurde die Relaxationszeit τ als Funktion der Temperatur nach Gl.(29) berechnet; das Ergebnis ist in Abb.24 dargestellt. Bei hohen Temperaturen sind die Donatoren N_{D_1} weitgehend ionisiert, so daß die Relaxationszeit τ im wesentlichen durch die Verweilzeit der Elektronen in den Donatoren bestimmt wird; die Relaxationszeit steigt mit abnehmender Temperatur exponentiell an. Bei tiefen Temperaturen sind die Donatoren N_{D_1} überwiegend besetzt; in diesem Fall bestimmt die Verweilzeit der Elektronen im Leitungsband die

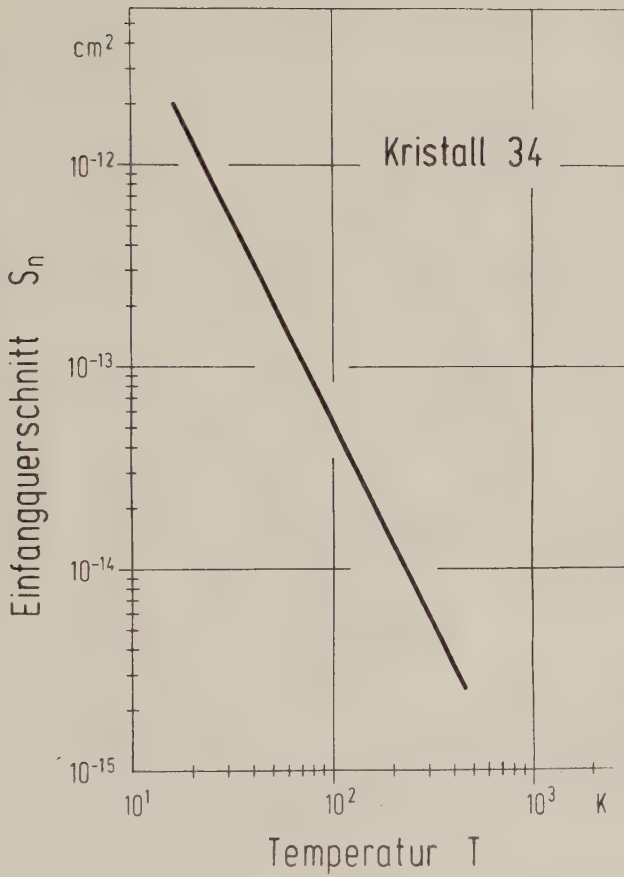


Abb.23: Einfangquerschnitt S_n in Abhängigkeit von der Temperatur T für Donatoren N_{D1} ; die Kurve wurde nach Gl.(61) für den Kristall 34 berechnet

Relaxationszeit τ , es gilt:

$$\tau \sim \frac{1}{U_{th} S_n (N_A + m_c)} \approx \frac{1}{U_{th} S_n N_A} \sim T^{3/2}$$

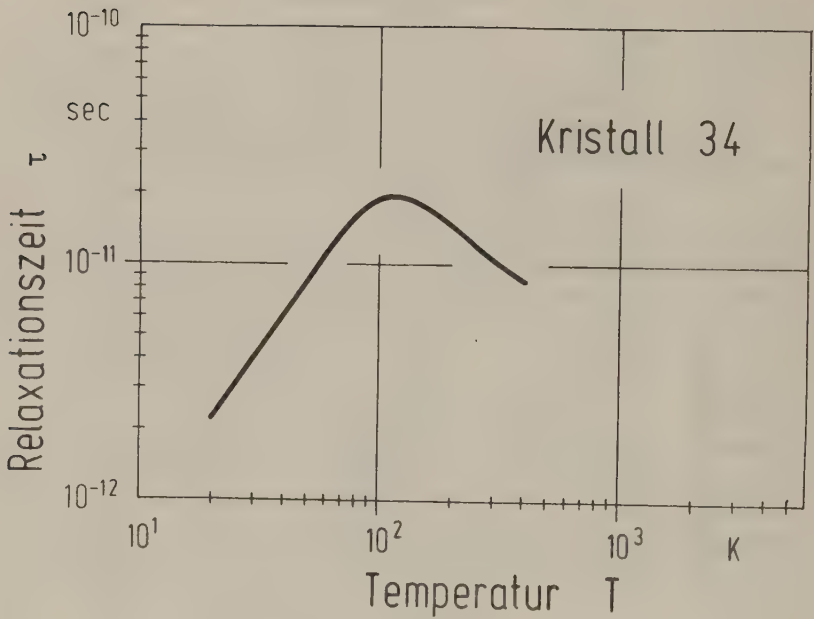


Abb.24: Relaxationszeit τ als Funktion der Temperatur T für Leitungselektronen, die mit den Donatoren N_{D_1} in Wechselwirkung stehen; die Kurve wurde nach Gl.(29) für den Kristall 34 berechnet.

Wie aus Abb.24 zu ersehen ist, steigt bei tiefen Temperaturen die Relaxationszeit τ mit $T^{3/2}$ an.

In einem letzten Beispiel sollen nach dem bekannten Verfahren für Kristall 14 die Werte für N_A und E_{D_1} berechnet werden; die Werte für $S_{N_0} = 5,2 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$ und $\omega = 1,3 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$ werden festgehalten; $N_D = 4,9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ wurde experimentell bestimmt. Man erhält:

$$E_{D_1} = 31 \text{ meV}$$

$$N_A = 7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

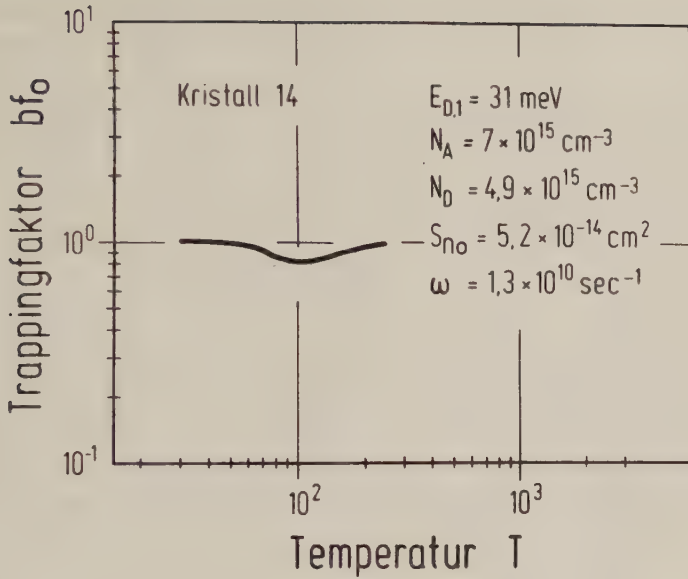


Abb.25: Trappingfaktor $f = bf_0$ als Funktion der Temperatur T ; berechnet für Donatoren $N_{D,1}$ und Kristall 14.

Dieses Ergebnis bestätigt unsere Vermutung (auf Grund des Verlaufs der Driftbeweglichkeit), daß es sich bei Kristall 14 um einen besonders "sauberen" Kristall handelt.

In Abb.25 wurde für Kristall 14 der Trappingfaktor f als Funktion der Temperatur berechnet und in Abb.26 ist die effektive Elektronenkonzentration n_K als Funktion der reziproken Temperatur angegeben.

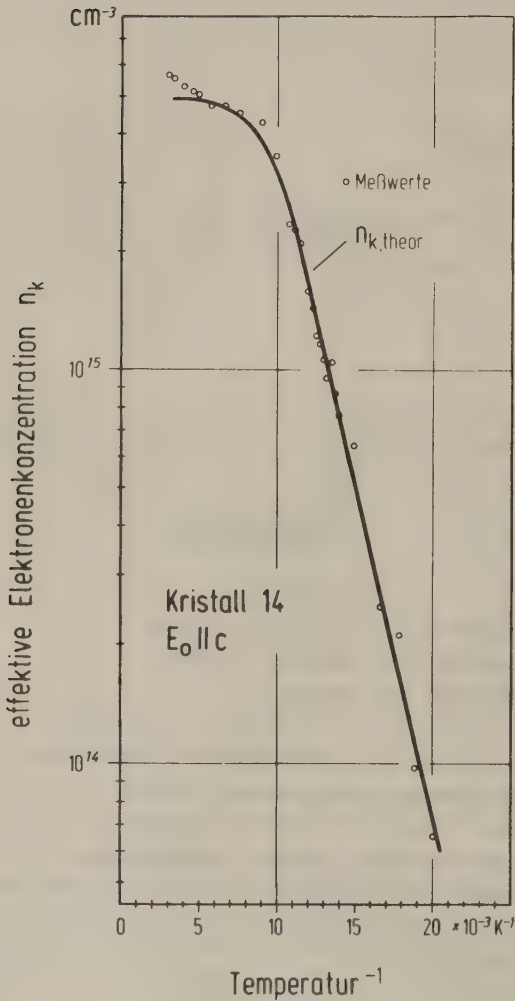


Abb.26: Effektive Elektronenkonzentration n_K als Funktion der reziproken Temperatur T^{-1} für Kristall 14. Die ausgezogene Kurve wurde berechnet, die Kreise sind experimentelle Werte.

In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse dieses Abschnittes zusammengefaßt:

Kristall Nr.	$N_D(\text{cm}^{-3})$	$\text{Sn}_O(\text{cm}^2)$	$\omega_{\text{max}}(\text{sec}^{-1})$	$N_A(\text{cm}^{-3})$	$E_{D_1}(\text{meV})$
34	$3,8 \cdot 10^{15}$	$5,2 \cdot 10^{-14}$	$1,3 \cdot 10^{10}$	$6 \cdot 10^{16}$	25
34a	$3 \cdot 10^{15}$	$5,2 \cdot 10^{-14}$	$1,3 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{16}$	27
14	$4,9 \cdot 10^{15}$	$5,2 \cdot 10^{-14}$	$1,3 \cdot 10^{10}$	$7 \cdot 10^{15}$	31

In Abb.(17a) zeigt der Verlauf der effektiven Elektronenkonzentration n_K für Kristall 32 ($E_O \perp c$) bei $T \approx 55$ K eine Knickstelle, die Kurve wird für niedrigere Temperaturen flacher. Mögliche Ursachen können zum einen das Einsetzen von Störstellenleitung und zum anderen das Auftreten eines weiteren Donators N_{D_2} mit sehr kleiner Ionisierungsenergie sein. Aus der Steigung des flachen Kurvenstückes berechnet sich die Ionisierungsenergie zu $E_{D_2} = 6$ meV. In Abb.27 wurde für diese flachen Donatoren N_{D_2} der Trappingfaktor f_2 für Kristall 32 mit folgenden Werten berechnet:

$$N_D^2 = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ (aus der Knickstelle); } N_A = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3};$$

$$E_{D_2} = 6 \text{ meV; } \text{Sn}_O = 5,2 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2; \omega = 1,3 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}.$$

Die entsprechende Meßkurve ($n_K = f(T)$) für Kristall 34 zeigt bei $T \approx 55$ K noch kein Abknicken. Möglicherweise bestehen zwischen den Kristallen 32 und 34 kleine Unterschiede in den Störstellenkonzentrationen; es könnte jedoch auch sein, daß durch gleichzeitiges Einsetzen einer anisotropen Störstellenleitung das Abknicken in Richtung senkrecht zur c-Achse verstärkt wird. Inwieweit mit Hilfe dieses Trappingfaktors f_2 der Verlauf der Driftbeweglichkeit bei tiefen Temperaturen erklärt werden kann, wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

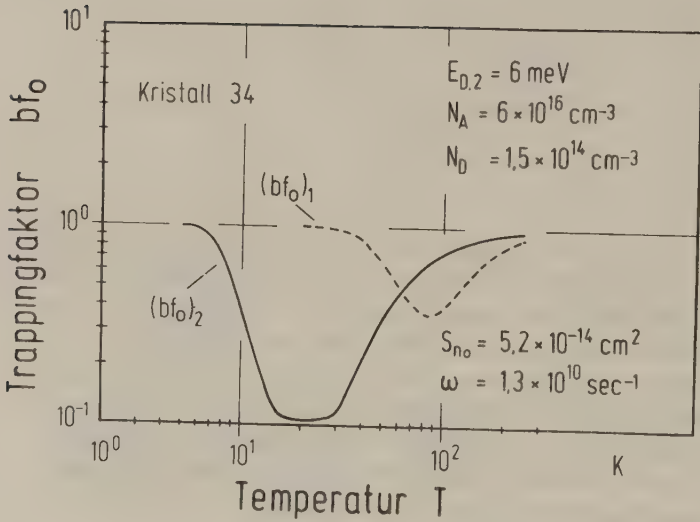


Abb.27: Trappingfaktor f_2 in Abhängigkeit der Temperatur T ; berechnet für Donatoren N_{D_2} und Kristall 32.

Zur Berechnung wurden folgende Werte benutzt: $N_{D_2} = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$,

$$N_A = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3},$$

$$E_{D_2} = 6 \text{ meV}, S_{n_0} = 5.2 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2,$$

$$\omega = 1.3 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}.$$

Zum Vergleich wurde der Verlauf des Trappingfaktors f_1 für die Donatoren N_{D_1} gestrichelt eingezeichnet.

4) Berechnung der Driftbeweglichkeit μ_D unter Einbeziehung des elektroakustischen Effektes und frequenzabhängiger Trapping-Effekte

Das Ziel dieses Abschnitts ist, den nach Meßmethode 1 bestimmten Verlauf der Driftbeweglichkeit als Funktion der Temperatur theoretisch zu erklären.

a) Streumechanismen im Falle kleiner elektrischer Driftfelder

Die verschiedenen Streumechanismen bei kleinen elektrischen Driftfeldern wurden bei der Diskussion des Halleffektes am ZnO von Wagner und Helbig³⁾⁴⁾ bereits ausführlich behandelt. Wir können uns daher an dieser Stelle mit einer kurzen Zusammenstellung begnügen.

d) Streuung an ionisierten Störstellen
Berechnungen von Brooks⁶³⁾ ergeben unter gewissen Voraussetzungen - auf diese wird hier nicht eingegangen - für ZnO folgendes Ergebnis:

$$\mu_{ion} = 4,61 \cdot 10^{17} \cdot \frac{T^{3/2}}{2 N_A (\epsilon_n 4,5 \cdot 10^{14} \frac{T^2 (K^{-2} cm^{-3})}{N_A (N_D - N_A)} - 1)} \frac{cm^2}{V sec} \frac{cm^{-3}}{K^{3/2}} \quad (63a)$$

Wichtig an diesem Ergebnis ist, daß die Temperaturabhängigkeit der Streuung an geladenen Störstellen im wesentlichen mit $T^{3/2}$ geht:

$$\mu_{ion} = A \cdot T^{3/2} \quad (63b)$$

Die Konstante A wurde Hallmessungen³⁾⁴⁾ entnommen, die an undotierten ZnO-Kristallen mit etwa gleicher Akzeptorkonzentration durchgeführt wurden.

β) Piezoelektrische Streuung

Die piezoelektrische Streuung beschreibt die Wechselwirkung von Elektronen mit akustischen Phononen, die piezoelektrisch aktiv sind. Je nach Symmetrie des piezoelektrischen Tensors (siehe Gl.(3),(4),(5)) können dies longitudinale Schallwellen oder Scherwellen sein.

Die piezoelektrische Streuung wurde von mehreren Autoren⁸⁾⁵⁴⁾
 64)65) bearbeitet. Die nachstehenden Ergebnisse gehen auf Zook
 zurück, der die Beweglichkeit unter voller Berücksichtigung
 der Anisotropie des piezoelektrischen Tensors berechnete. Mit
 den entsprechenden elastischen und piezoelektrischen Konstanten
 für ZnO erhält man:

$$\mu_{\text{piezo}}^{\parallel} = 2,13 \cdot 10^4 T^{-1/2} \frac{\text{cm}^2}{\text{Vsec}} \cdot K^{1/2} \quad (64a)$$

$$\mu_{\text{piezo}}^{\perp} = 5,96 \cdot 10^4 T^{-1/2} \frac{\text{cm}^2}{\text{Vsec}} K^{1/2} \quad (64b)$$

8) Streuung an longitudinalen akustischen Phononen
 (Deformationspotentialstreuung)

Mit der Deformation des Kristallgitters ist eine lokale Änderung der Bandenenergien verbunden. Bardeen und Shockley⁶⁶⁾ zeigten, daß diese Störung zu einer Wechselwirkung zwischen den Leitungselektronen und den longitudinalen akustischen Phononen führt. Unter der Voraussetzung, daß Elastizitätskonstante, effektive Masse und Deformationspotential isotrop sind und die Streuung an den akustischen Phononen elastisch vor sich geht, ergibt sich mit den entsprechenden Werten für ZnO:

$$\mu_{\text{ak}} = 2,03 \cdot 10^9 E_1^{-2} T^{-3/2} \frac{\text{cm}^2}{\text{Vsec}} K^{3/2} (\text{eV})^2$$

mit E_1 = Deformationspotential

Das Deformationspotential für ZnO wurde z.B. aus Hallmessungen³⁾⁴⁾ bestimmt; es hat den Wert:

$$E_1 \approx 32 \text{ eV}$$

Damit erhält man für die Beweglichkeit μ_{ak} :

$$\mu_{\text{ak}} = 6,22 \cdot 10^6 \cdot T^{-3/2} \frac{\text{cm}^2}{\text{Vsec}} K^{2/3} \quad (65)$$

d) Streuung an longitudinalen optischen Phononen

Longitudinal optische Phononen erzeugen in Ionenkristallen Dipolmomente, an denen Elektronen (Polaronen) stark gestreut werden. Bei der Berechnung der Streuwahrscheinlichkeit muß berücksichtigt werden, daß die Stöße nicht mehr als elastisch zu betrachten sind, da die Energie der optischen Phononen größer als die Energie der Elektronen ist. Devlin⁶⁷⁾ gibt für nichtentartete polare Halbleiter eine Näherungslösung an, die mit den speziellen Werten für ZnO in Gl.(66) dargestellt ist:

$$\mu_{\text{opt}} = 32,1 \left(e \frac{830}{T} - 1 \right) \quad (66)$$

Die mikroskopische Gesamtbeweglichkeit μ kann durch die einzelnen Beweglichkeiten wie folgt ausgedrückt werden:
Beweglichkeit parallel zur c-Achse:

$$\frac{1}{\mu^{\parallel}} = \sum_{i=1}^4 \frac{1}{\mu_i^{\parallel}} \quad (67a)$$

(1 $\hat{=}$ ion, 2 $\hat{=}$ piezo, 3 $\hat{=}$ ak , 4 $\hat{=}$ opt)

Beweglichkeit senkrecht zur c-Achse:

$$\frac{1}{\mu^{\perp}} = \sum_{i=1}^4 \frac{1}{\mu_i^{\perp}} \quad (67b)$$

In den Gl.67a,b sind Trappingeffekte nicht enthalten. Der einzige anisotrope Streumechanismus ist die piezoelektrische Streuung. Die oben berechnete mikroskopische Beweglichkeit gilt für den Fall, daß sich die Phononen im thermischen Gleichgewicht befinden.

b) Bestimmung der piezoelektrischen Streuung für elektrische Driftfelder $E_0 > E_K$

Aus früheren Überlegungen ist bekannt (siehe I,2)), daß beim ZnO akustische Scherwellen (Transversalwellen) piezoelektrisch aktiv sind. Diese Schallwellen werden mit Hilfe des elektroakustischen Effektes verstärkt, sobald die Driftgeschwindigkeit der Elektronen größer als die Schallgeschwindigkeit der

akustischen Scherwellen wird; dieser Schwellwert wird bei einer kritischen Feldstärke E_K erreicht. Oberhalb dieser Feldstärke E_K befinden sich die Transversalwellen nicht mehr im thermischen Gleichgewicht. Der einzige Streumechanismus, bei dem Elektronen mit akustischen Transversalwellen in Wechselwirkung treten können, ist die piezoelektrische Streuung. Da bei der Herleitung der piezoelektrischen Streuung (siehe Gl. 6.4a,b) die Phononen mit ihrer Gleichgewichtsverteilung (Bose-Einstein-Statistik) eingegangen sind

$$N_{K_S} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar K_S v_0}{k_3 T}\right) - 1}$$

(K_S = Wellenvektor der Phononen.)

werden für elektrische Driftfelder $E_0 > E_K$ die Beziehungen 6.4a,b ihre Gültigkeit verlieren.

Im Nichtgleichgewichtsfall ($E_0 > E_K$) kann die mittlere Anzahl von Schallquanten N_{K_S} durch eine effektive Temperatur T_{eff} beschrieben werden; T_{eff} hängt von der Verstärkung der Phononen und damit von der Temperatur selbst ab. (T_{eff} ist jedoch im Bereich $E_0 > E_K$ unabhängig von der Feldstärke E_0 , da sich im Sättigungsbereich ein stationärer Phononenfluß ausbildet). Die Verstärkung der Phononen wird proportional zur Konzentration der Elektronen und umgekehrt proportional zur Konzentration der Phononen sein.

Bei Störleitung geht die Temperaturabhängigkeit der Leitungselektronen n im wesentlichen mit

$$n \sim \exp(-E_D / k_3 T)$$

Die mittlere Anzahl der Phononen wird durch die Bose-Einstein-Statistik bestimmt. Da nur langwellige Phononen mit den Elektronen wechselwirken ($\hbar \omega_{K_S} < k_3 T$), kann die Exponentialfunktion entwickelt werden und es gilt:

$$N_{K_S} \approx \frac{k_3 \cdot T}{\hbar K_S v_0} \sim T$$

Damit kann die effektive Temperatur wie folgt angesetzt werden:

$$T_{\text{eff}} = T_1 + T = \frac{C (K^2) \exp(-E_{D1}/k_B T)}{T} + T \quad (68)$$

mit $C (K^2) = \text{Konstante}$.

Der Term T_1 ist ein Maß für die Verstärkung der Phononen durch den elektroakustischen Effekt. Die Konstante C wurde durch Fit der theoretischen Kurve für $\mu_{\text{piezo}}^{\parallel}$ an den entsprechenden experimentellen Verlauf der Driftbeweglichkeit $\mu_D^{\parallel}$ bei $T = 100 \text{ K}$ (bei dieser Temperatur ist die piezoelektrische Streuung dominierend) bestimmt; es ergibt sich:

$$C = 1,7 \cdot 10^7 \text{ K}^2$$

Somit erhält man, unter der Annahme, daß Elektronen und transversal akustische Phononen gleiche Temperatur besitzen, für die piezoelektrische Streuung bei Driftfeldern $E_0 > E_K$:

$$\mu_{\text{piezo}}^{\parallel} = 2,13 \cdot 10^4 \left(\frac{1,7 \cdot 10^7 \text{ K}^2 \exp(-E_{D1}/k_B T)}{T} + T \right)^{-1/2} \frac{cm^2}{V_{\text{sec}}} K^{1/2} \quad (69a)$$

$$\mu_{\text{piezo}}^{\perp} = 5,96 \cdot 10^4 \left(\frac{1,7 \cdot 10^7 \text{ K}^2 \exp(-E_{D1}/k_B T)}{T} + T \right)^{-1/2} \frac{cm^2}{V_{\text{sec}}} K^{1/2} \quad (69b)$$

c) Berechnung der Driftbeweglichkeit $\mu_D^{\parallel}$ (für $E_0 > E_K$) und Vergleich mit den experimentellen Werten

Auf Grund der vorangegangenen Betrachtungen kann nun die Driftbeweglichkeit $\mu_D^{\parallel, \perp}$ für den Nichtgleichgewichtsfall ($E_0 > E_K$) unter gleichzeitiger Berücksichtigung von Trappingeffekten gemäß Gl.(35b) berechnet werden. Es gilt:

$$\mu_D^{\parallel, \perp} = \frac{f_j}{\sum_i \frac{1}{\mu_i^{\parallel, \perp}}} \quad (70)$$

mit $j = 1$ für $T > 55$ K; $j = 2$ für $T \leq 55$ K.
 $i = 1, 2, 3, 4$

$$\mu_{i,1}^{||,\perp} = \mu_{ion}^{||,\perp} = A \cdot T^{3/2} \quad (63b)$$

$$\mu_2^{\perp} = \mu_{Piezo}^{\perp} = 2,13 \cdot 10^4 \left(\frac{1,7 \cdot 10^7 K^2 \exp(-E_{D1}/k_B T)}{T} + T \right)^{-1/2} \frac{cm^{1/2}}{Vsec} K^{1/2} \quad (69a)$$

$$\mu_2^{||} = \mu_{Piezo}^{||} = 5,96 \cdot 10^4 \left(\frac{1,7 \cdot 10^7 K^2 \exp(-E_{D1}/k_B T)}{T} + T \right)^{-1/2} \frac{cm^{1/2}}{Vsec} K^{1/2} \quad (69b)$$

$$\mu_3^{||,\perp} = \mu_{ak}^{||,\perp} = 6,22 \cdot 10^6 \cdot T^{-3/2} \frac{cm^2}{Vsec} K^{2/3} \quad (65)$$

$$\mu_4^{||,\perp} = \mu_{opt}^{||,\perp} = 32,1 \left(\exp \frac{830}{T} - 1 \right) \frac{cm^2}{Vsec} \quad (66)$$

Oberhalb $T = 55$ K wird der überwiegende Anteil der Leitungselektronen von den Donatoren N_{D1} gestellt; für die Wechselwirkung zwischen freien Leitungselektronen und Donatoren N_{D1} ist der Trappingfaktor f_1 maßgebend. Unterhalb $T = 55$ K (s. Abb. 17a) wird angenommen, daß die Leitungselektronen im wesentlichen aus den flachen Donatoren N_{D2} kommen (Die Donatoren N_{D1} sind weitgehend besetzt, für den Trappingfaktor f_1 gilt: $f_1 \rightarrow 1$); für diese wurde der Trappingfaktor f_2 berechnet (s. Abb. 27). In den Abbildungen 28, 29 und 30 geben die stark ausgezogenen Kurven den nach Gl. (70) berechneten Verlauf der Driftbeweglichkeit für die Kristalle 34 ($E_0 \parallel c$), 34a ($E_0 \parallel c$) 32 ($E_0 \perp c$) und 14 ($E_0 \parallel c$) wieder. Die strich-punktierten Kurven stellen die Einzelstreuungsmechanismen dar, die schwach ausgezogenen Kurven ergeben sich aus der Summe dieser Einzelstreuungsprozesse ohne Berücksichtigung von Trappingeffekten (mikroskopische Driftbeweglichkeit $\mu^{||,\perp}$) und die gestrichelt eingetragenen Kurven zeigen den experimentellen Verlauf an. Zunächst wird Abb. 28 betrachtet. Die berechneten Kurven (für Kr. 34 und 34a) zeigen im Temperaturbereich

$T = 200 \text{ K}$ bis $T = 60 \text{ K}$ gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Da die Streumechnismen $\bar{l} = 2,3,4$ unabhängig von Akzeptoren- und Donatorenkonzentrationen sind und andererseits bei den vorliegenden Akzeptoren-Konzentrationen die Ionenstreuung in diesem Temperaturbereich vernachlässigbar klein ist, wird der Unterschied in der Driftbeweglichkeit zwischen Kristall 34 und 34a alleine durch den Trappingfaktor f_1 bestimmt.

Für Temperaturen $T > 200 \text{ K}$ tendiert der berechnete Verlauf der Driftbeweglichkeit zu höheren Werten als der gemessene Verlauf. Dieser Unterschied kann dadurch erklärt werden, daß bei Temperaturen $T > 200 \text{ K}$ bereits tiefer liegende Donatoren N_{D_3} ($E_{D_3} = 125$ bzw. 250 meV)²⁴⁾ für den Leitungsmechanismus mitbestimmend sind. Einen Hinweis auf die Existenz der Donatoren N_{D_3} erhält man aus dem Verlauf der effektiven Elektronenkonzentration in Abb.17a); dort bewirken sie bei Temperaturen $T > 250 \text{ K}$ einen weiteren Anstieg der eff. Elektronenkonzentration n_k . Das vorliegende experimentelle Material reicht jedoch nicht aus, um für die Donatoren N_{D_3} eine Ionisierungsenergie E_{D_3} und einen Trappingfaktor f_3 berechnen zu können. Um diese Informationen zu erhalten, müssen die Messungen zu höheren Temperaturen ($T \gg 300 \text{ K}$) fortgeführt werden.

Für Temperaturen $T < 55 \text{ K}$ liegt die berechnete Kurve wesentlich über den experimentellen Daten. Der Trappingfaktor f_2 , der die Wechselwirkung der Leitungselektronen mit den flachen Donatoren N_{D_2} beschreibt, und die Störstellenstreuung können den steilen Abfall der Driftbeweglichkeit nicht erklären. Dies ist ein Hinweis dafür, daß der Transport der Ladungsträger nicht mehr alleine im Leitungsband vonstatten geht, sondern gleichzeitig in vergleichbarer Größe ein Strom zwischen den flachen Donatoren N_{D_2} - ohne Einschaltung des Leitungsbandes - zustande kommt. Die Gesamt-driftbeweglichkeit berechnet sich dann aus den Einzelbeweglichkeiten durch Mittelwertbildung. Hallmessungen³⁾⁴⁾ an undotierten ZnO-Kristallen ergaben für die Hallbeweglichkeit bei Temperaturen $T < 50 \text{ K}$ einen ähnlich steilen Abfall; diese rapide Abnahme der Hallbeweglichkeit kann ebenfalls nur durch das Einsetzen von Störstellenleitung erklärt werden.

Eine genaue Untersuchung der Störstellenleitung ist mit dem vorhandenen Instrumentarium nicht möglich. Es müßte eine exakte Bestimmung der Akzeptoren- und Donatorkonzentration von der Größenordnung $N_{A,D} \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ möglich sein. Die Nachweisgrenzen für die in Frage kommenden Elemente wie Li, Na, Cu, In, Ga, usw. liegen bei der zur Verfügung stehenden Atomabsorptions-Spektralanalysen-Methode etwa bei $N_{AD} \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; ein Vergleich zeigt, daß dieses Analyse verfahren um mehrere Größenordnungen zu unempfindlich ist. Hand in Hand damit geht die Forderung nach Herstellung von ZnO-Kristallen, die einen höheren Reinheitsgrad aufweisen (entweder durch Verbesserung des Züchtungsverfahrens oder durch entsprechende Nachbehandlung) und nach Dotierungstechniken, die auch bei kleinen Fremdkonzentrationen ($N_{A,D} \approx 10^{14} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) noch eine homogene Dotierung des Kristalles gewährleisten.

Vorausgesetzt, daß die angeführten technologischen Probleme befriedigend gelöst sind, könnten Hall- und Driftbeweglichkeitsmessungen, die unter den gleichen Bedingungen (z.B. gleiches elektrisches Driftfeld) an verschiedenen dotierten ZnO-Kristallen durchgeführt werden, quantitative Aufschlüsse über die Störstellenleitung ergeben.

In Abb. 29 wurde die Driftbeweglichkeit für den Kristall 32 ($E_0 \perp c$) berechnet; bei Kristall 32 wurde das elektrische Driftfeld senkrecht zur c-Achse angelegt. Grundsätzlich gelten für diesen Fall die gleichen Überlegungen wie sie für die Beweglichkeit parallel zur c-Achse (Kristall 34) diskutiert wurden. Zusätzlich soll jedoch darauf hingewiesen werden, daß der berechnete Verlauf auch die Anisotropie der Driftbeweglichkeit befriedigend wiedergibt. Während bei der Hallbeweglichkeit die Anisotropie für Temperaturen $T > 200 \text{ K}$ wieder verschwindet, ist die Driftbeweglichkeit μ_D noch bei Temperaturen $T = 300 \text{ K}$ stark anisotrop. Die Ursache ist darin zu suchen, daß wegen der Verstärkung der transversal akustischen Schallwellen durch den elektroakustischen Effekt die piezoelektrische Streuung auch bei $T = 300 \text{ K}$ noch der dominierende Streuprozess ist. Die Beschreibung des Systems der transversal akustischen Phononen und Elektronen mit Hilfe einer effektiven Temperatur gibt die

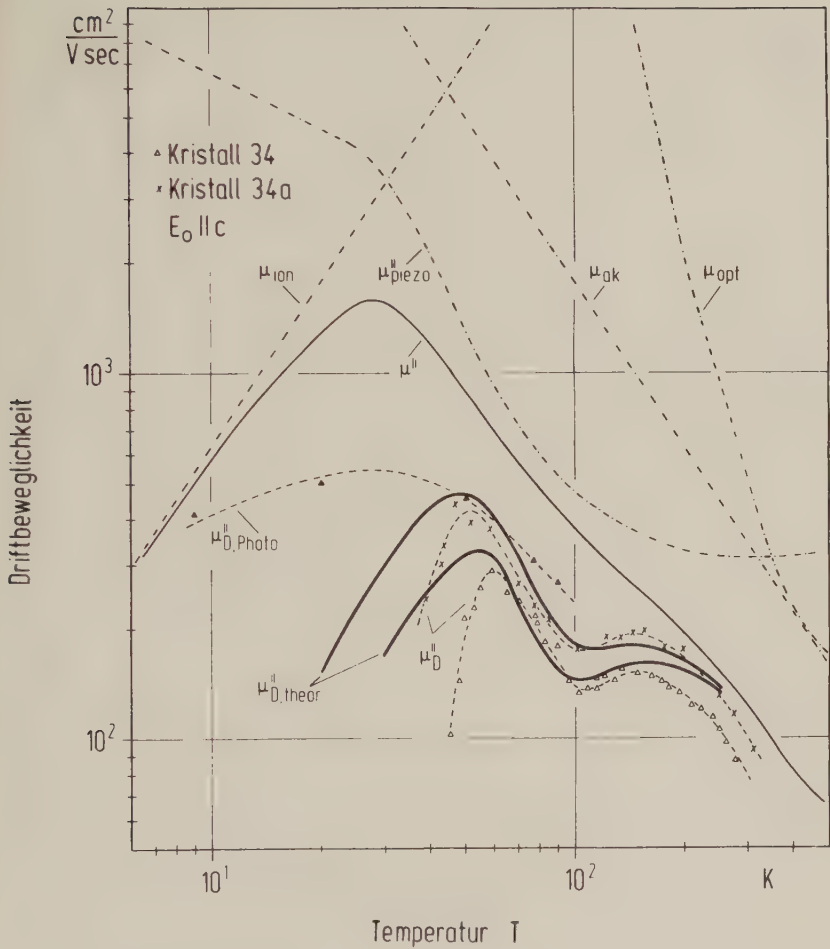


Abb.28: Driftbeweglichkeit in Abhängigkeit von der Temperatur T für die Feldrichtung $E_0 \parallel c$. Die stark ausgezogenen Kurven wurden nach Gl.(70) für die Kristalle 34 und 34a berechnet; sie stellen den theoretischen Verlauf der Driftbeweglichkeit μ_D^i dar. Die Dreiecke (Kristall 34) und Kreuze (Kristall 34a) sind Meßpunkte. Die strich-punktierten Kurven entsprechen den Einzelstreuprozessen; die schwach ausgezogene Kurve gibt die mikroskopische Beweglichkeit μ^{ii} wieder.

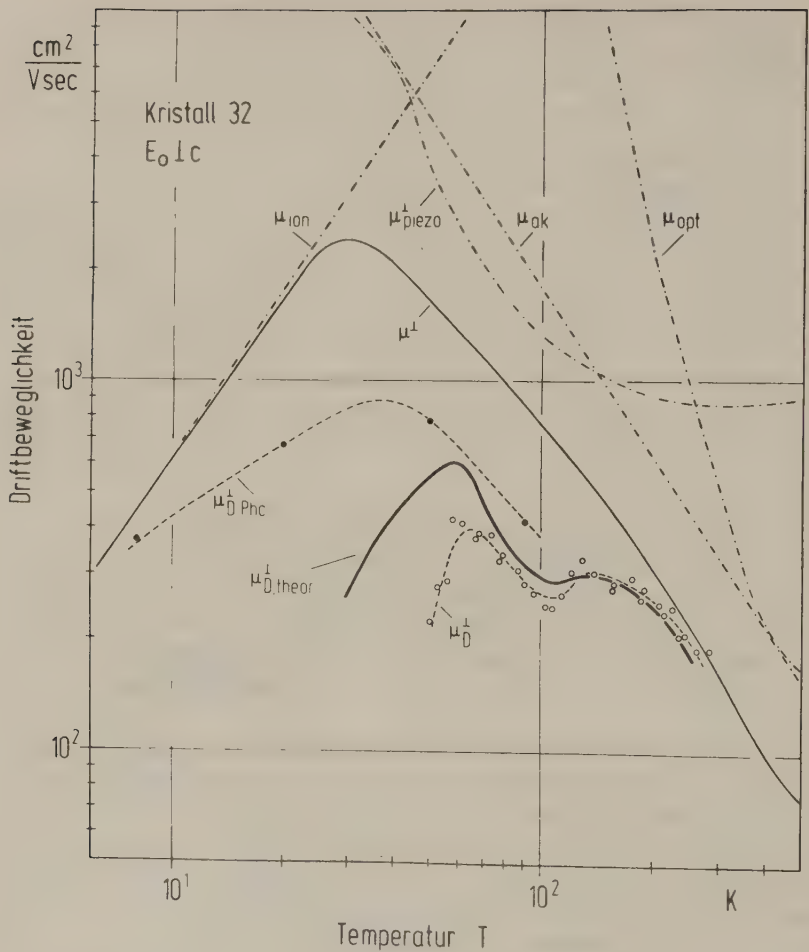


Abb.29: Driftbeweglichkeit in Abhängigkeit von der Temperatur T für die Feldrichtung $E_0 \perp c$. Die stark ausgezogene Kurve wurde nach Gl.(70) für den Kristall 32 berechnet; sie stellt den theoretischen Verlauf der Driftbeweglichkeit $\mu_{\text{D}}^\perp$ dar. Die Kreise sind Meßpunkte. Die strich-punktierten Kurven entsprechen den Einzelstreuprozessen; die schwach ausgezogene Kurve gibt die mikroskopische Beweglichkeit $\mu^\perp$ wieder.

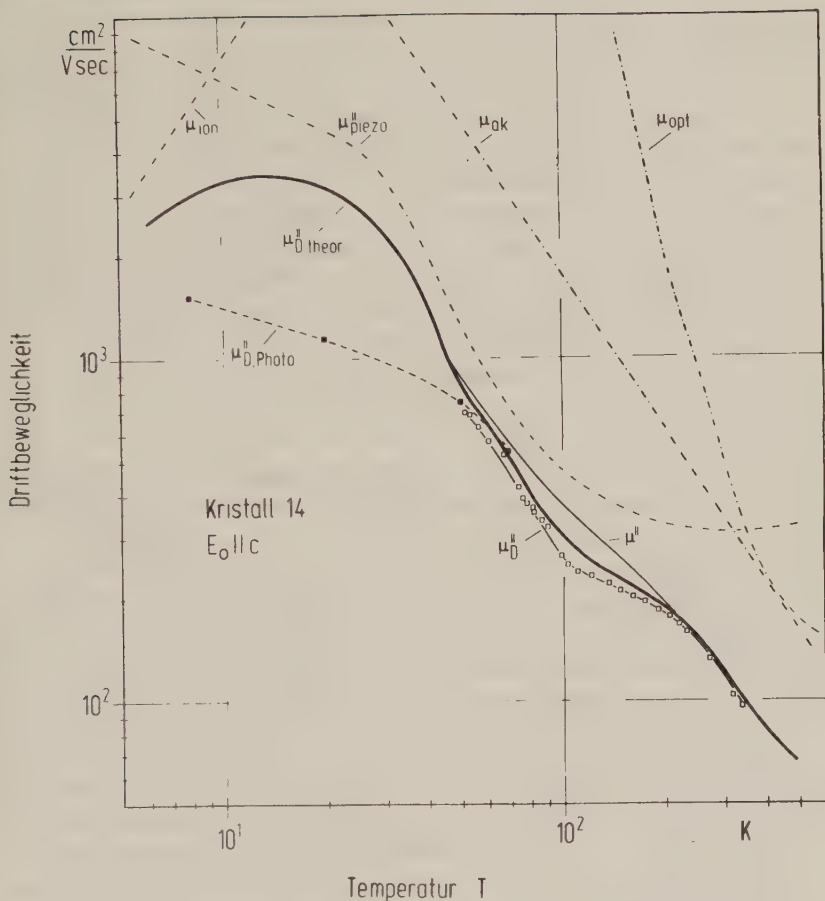


Abb. 30: Driftbeweglichkeit in Abhängigkeit von der Temperatur T für die Feldrichtung $E_0 \parallel c$. Die stark ausgezogene Kurve wurde nach Gl. (70) für den Kristall 14 berechnet; sie stellt den theoretischen Verlauf der Driftbeweglichkeit μ_D^{II} dar. Die Quadrate sind Meßpunkte. Die strich-punktiierten Kurven entsprechen den Einzelstreuprozessen; die schwach ausgezogene Kurve gibt die mikroskopische Beweglichkeit μ^{II} wieder.

Anisotropie der Driftbeweglichkeit im gesamten untersuchten Temperaturbereich richtig wieder.

In Abb.30 ist der Verlauf der Driftbeweglichkeit für Kristall 14 dargestellt. Kristall 14 zeigt als einziger der untersuchten ZnO-Kristalle keinen steilen Abfall der Beweglichkeit für Temperaturen $T < 55$ K. In Abschn.IV,3)e) wurde der Trappingfaktor f_1 für Kristall 14 berechnet (siehe Abb.25); dabei wurde die Konzentration der Akzeptoren zu $N_A = 7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt. Diese Akzeptorenkonzentration ist um eine Größenordnung geringer als in den normalen undotierten ZnO-Kristallen (z.B. Kr.32, 34). Da sich die Störstellenstreuung in erster Näherung umgekehrt proportional zur Akzeptorenkonzentration N_A (siehe Gl. (63a)) verhält, wurde die $T^{3/2}$ -Gerade in Abb.30 um den entsprechenden Betrag nach oben verschoben. Der berechnete Verlauf der Driftbeweglichkeit steht im gesamten untersuchten Temperaturbereich in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis. Die Störstellenleitung macht sich in der theoretischen Kurve erst bei Temperaturen $T < 20$ K bemerkbar. Flache Donatoren N_{D_2} sind offenbar in so geringer Konzentration im Kristall vorhanden, daß eine Störstellenleitung bei $T < 55$ K auf die Beweglichkeit überhaupt keinen Einfluß nimmt. Der begrenzende Streumechanismus bei $T < 55$ K ist die piezoelektrische Streuung.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß der nach Meßmethode 1 gefundene Verlauf der Driftbeweglichkeit für undotierte ZnO-Kristalle mit den die Hallbeweglichkeit bestimmenden Streumechanismen unter besonderer Berücksichtigung einer effektiven Temperatur (bedingt durch den Nichtgleichgewichtszustand der transversal akustischen Phononen) und der Wechselwirkung der Leitungselektronen mit den Donatorenniveaus (ausgedrückt durch den Trappingfaktor f_j) in befriedigender Weise beschrieben werden kann.

Der Verlauf der Driftbeweglichkeit für die mit Li und Cu dotierten Kristalle (siehe Abb.16) kann mit den momentan zur Verfügung stehenden experimentellen Ergebnissen nicht quantitativ erklärt werden. Dazu fehlen exakte Angaben über Störstellenkonzentrationen und zusätzliche an den gleichen Kristallen durchgeführte Hallmessungen. Auf Grund des vorliegenden

experimentellen Materials fällt auf, daß bereits geringe Änderungen der Akzeptorenkonzentration (die Li dotierten Kristalle enthalten höchstens 4 mal mehr Li als die undotierten Kristalle) eine große Änderung der Driftbeweglichkeit hervorrufen. Eine der Akzeptorenkonzentration entsprechende Erhöhung der Störstellenstreuung kann weder die starke Abnahme der Driftbeweglichkeit noch das Verschwinden der Anisotropie der Driftbeweglichkeit erklären. Ebenso wenig kann mit Hilfe des Trappingfaktors der experimentelle Tatbestand erklärt werden. Alle Fakten deuten darauf hin, daß bei zusätzlicher Dotierung mit Li-Akzeptoren die Störstellenleitung an Einfluß gewinnt. Über die Störstellenleitung kann aus den oben genannten Gründen an dieser Stelle keine quantitative Aussage gemacht werden.

5) Diskussion der Driftbeweglichkeit $\mu_{D,Photo}^{||, \perp}$ bei Bestrahlung des ZnO-Kristalles mit einem Rubin-laserimpuls

In den Abb.(16a,b), (28),(29) und (30) geben die gestrichelten Kurven, die die ausgefüllten Symbole ($\bullet$, $\blacktriangle$, $\blacksquare$) verbinden, die nach Meßmethode 2 erhaltenen Ergebnisse wieder. Die eingestrahlte Laserintensität betrug im Mittel $J_L = 2 \text{ MW/cm}^2$; es wurde darauf geachtet, daß der gesamte Kristall homogen ausgeleuchtet wurde. Die Homogenität des Laserquerschnittes konnte nur grob aus dem Einbrennfleck eines speziell dafür geeigneten Photopapiers kontrolliert werden. Die Diskussion in diesem Abschnitt wird im wesentlichen qualitativ geführt, da einige Größen nur sehr ungenau bestimmt werden können (z.B. Störstellenkonzentrationen, Konzentration der absorbierten Lichtquanten) bzw. experimentell direkt nicht zugänglich sind (z.B. Lebensdauer der Photoelektronen). Von experimenteller Seite erwies sich für die Photoleitungsmessungen die Ausgangsleistung des Hochspannungsimpulsgenerators als zu niedrig. Obwohl die impulsmäßige Belastung des Generators 22 KW beträgt, konnte der Kristall nur mit relativ kleiner Laserintensität ($J_L \approx 5 \text{ MW/cm}^2$) bestrahlt werden. Der stationäre Bestand an Photoelektronen n , der durch die Laserintensität $J_L = 5 \text{ MW/cm}^2$ mit Hilfe der Zweiquantenabsorption²⁾ im ZnO-Kristall erzeugt wird, berech-

net sich unter der Voraussetzung, daß die Lebensdauer der Elektronen $\tau_w = 2 \cdot 10^{-9}$ sec ist (siehe nächsten Abschn. IV, 5, a)) zu: $n = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Die Erzeugung der Photoelektronen durch Laserbeschuß hat in erster Linie den Sinn, bei tiefen Temperaturen (hier gilt für die thermisch angeregten Elektronen im Leitungsband: $\tau_c = \frac{\epsilon}{\sigma} > T_s, T_s = \text{Schwingungsdauer der Schallwelle}$) die Leitfähigkeit σ zu erhöhen, so daß sich ein Sättigungsstrom durch elektroakustische Wechselwirkung ausbilden kann. Wie man aus den Meßergebnissen in Abb. 13 erkennt, ist die aus der Knickstelle der Strom-Spannungs-Charakteristik ermittelte Driftbeweglichkeit $\mu_{D, \text{Photo}}^{\text{II}}$ von der Konzentration der erzeugten Photoelektronen abhängig. Eine Erhöhung der Driftbeweglichkeit bei Bestrahlung ($h\nu > E_{\text{gap}}$) der Probe kann zwei grundsätzlich verschiedene Ursachen⁶⁹⁾ besitzen.

- i) Durch die Absorption der Lichtquanten werden Elektron-Loch-Paare erzeugt, was eine starke Erhöhung der Konzentration der Minoritätsträger (hier: Löcher) bedeutet. Da in ZnO die effektive Masse der Löcher⁷⁰⁾ ($m_{A,B}^* = 0,59 m_0$) etwa doppelt so groß ist wie die effektive Masse der Leitungselektronen ($m_e^* = 0,27 m_0$), wird dieser Mechanismus im ZnO keine Vergrößerung der Gesamtdriftbeweglichkeit verursachen können. Wohl aber können die Löcher während der Zeit, in der sie sich frei im Valenzband bewegen, zu einer Erhöhung des Photostromes beitragen. (Über die Lebensdauer von Löchern in ZnO sind dem Autor keine direkten Messungen bekannt. Eine untere Grenze für die Lebensdauer der Löcher bei einer Temperatur $T = 70 \text{ K}$ konnte aus Messungen der stimulierten Emission freier Exzitonen⁷¹⁾ zu $\tau_{\text{Löcher}} \approx 4 \cdot 10^{-10}$ sec angegeben werden; dabei wird vorausgesetzt, daß die Lebensdauer der freien Exzitonen durch die Lebensdauer der Löcher begrenzt wird; siehe dazu den folgenden Abschn. IV, 5a)).
- ii) Ein weiterer Mechanismus, der eine Vergrößerung der Driftbeweglichkeit verursachen kann, ist darauf zurückzuführen, daß durch die Erzeugung von Photoelektronen im Leitungsband das Quasiferminiveau in Richtung Leitungsbandkante geschoben wird, und damit eine Umbesetzung der Donatoren bewirkt wird.

Aus den vorliegenden experimentellen Daten kann man abschätzen, daß das Fermi-niveau im unbelichteten Fall bei Raumtemperatur für die undotierten Kristalle unterhalb des Donatorenniveaus N_{D_1} ($E_{D_1} \approx 30$ meV) liegt und von der Leitungsbandkante einen energetischen Abstand von ungefähr 140 meV hat. Bei Bestrahlung mit einem Rubinlaserimpuls wird das Quasiferminiveau in Richtung des Donatorenniveaus N_{D_1} geschoben; dies bedingt eine stärkere Besetzung der teilweise ionisierten Donatoren. Nimmt man als Donatoren dreiwertige Elemente - z.B. In, Ga - an, so erfolgt bei der Besetzung des Donators mit einem Elektron eine elektrische Umladung des Gitterplatzes von einfach positiv nach elektrisch neutral. In den nächsten beiden Abschnitten soll diskutiert werden, inwieweit sich eine Verschiebung des Quasiferminiveaus auf die Größe der Driftbeweglichkeit auswirken kann.

a) Einfluß der Laserstrahlung auf die Driftbeweglichkeit für Temperaturen $T > 60$ K

Von den Streumechanismen, die die mikroskopische Beweglichkeit bestimmen, hängt lediglich die Störstellenstreuung von der Konzentration der Donatoren und deren Ladungscharakter ab. Bei Temperaturen $T > 60$ K kann man die Störstellenstreuung gegenüber den anderen Streumechanismen (insbesondere der piezoelektrischen Streuung) weitgehend vernachlässigen, so daß die mikroskopische Beweglichkeit in diesem Temperaturbereich unabhängig von der Beleuchtung des Kristalles sein sollte. Im Gegensatz dazu wird die Driftbeweglichkeit im Temperaturbereich von 60 K bis 200 K durch den Trappingfaktor f_1 stark beeinflusst (siehe z.B. Abb. 21a)). Der Trappingfaktor beschreibt die Wechselwirkung der freien Elektronen mit den Donatoren N_{D_1} . Für den Fall, daß alle Donatoren besetzt sind, wird der Trappingfaktor $f_1 = 1$, womit Trappingeffekte ausgeschlossen sind. Wäre es möglich durch entsprechend intensive Laserbestrahlung das Quasiferminiveau über das Donatorenniveau E_{D_1} hinwegzuschieben, so müßte die Driftbeweglichkeit $\mu_{D_1}^{n, \perp} \rho_{\text{photo}}$ im Grenzfall den Wert für die mikroskopische Beweglichkeit erreichen.

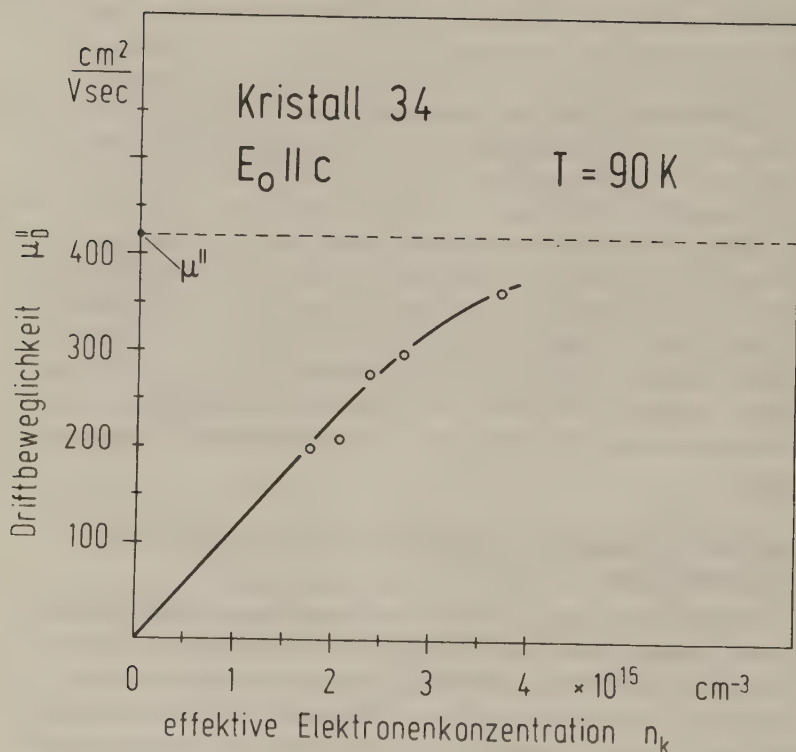


Abb.31: Effektive Elektronenkonzentration n_k als Funktion der Driftbeweglichkeit μ_D (Kristall 34, $T = 90 \text{ K}$). Die gestrichelte Gerade gibt den Grenzwert der Driftbeweglichkeit (mikroskopische Beweglichkeit μ'') an, der bei entsprechend hohen Elektronenkonzentrationen n_k unter Ausschaltung der Trappingeffekte erreicht werden kann.

In Abb.13 wurde für den Kristall 34 bei $T = 90 \text{ K}$ für zwei Laserintensitäten ($J_1 = 2 \text{ MW/cm}^2$, $J_2 = 4 \text{ MW/cm}^2$) die effektive Elektronenkonzentration n_k (für Dunkel-, Laser- und Sekundärstrom) aus der Knickstelle der Strom-Spannungs-Kennlinie bestimmt und diese in Abb.31 gegenüber der Driftbeweglichkeit aufgetragen;

man sieht, daß die Driftbeweglichkeit einer Sättigung zustrebt (die gestrichelte Gerade entspricht dem Grenzfall der mikroskopischen Beweglichkeit). Das Quasiferminiveau wird bei Bestrahlung des Kristalls mit der Laserintensität J_2 um maximal 10 meV gegen die Leitungsbandkante verschoben. Bei höheren effektiven Elektronenkonzentrationen konnten aus den oben genannten experimentellen Schwierigkeiten keine Messungen durchgeführt werden.

Ishida et al.³⁴⁾ stellten am CdS bei Photoanregung ein ähnliches Verhalten der Driftbeweglichkeit fest. Sie fanden, daß die Driftbeweglichkeit bei Raumtemperatur unabhängig von der Bestrahlungsstärke ist, bei $T = 123$ K jedoch mit zunehmender Intensität der Beleuchtung bedeutend größer wird. Ishida et al. konnten dieses Verhalten im Rahmen ihrer Messungen nicht klären und führten es auf eine "Kollektive Elektron-Phononen-Wechselwirkung" zurück.

Eine Abschätzung der wahren Elektronenlebensdauer ist mit Hilfe der Photoleitungsmessungen auf folgende Weise möglich. Aus der eingestrahlten Laserintensität (z.B. J_2) und den Abmessungen des Kristalles kann die während der Anregungszeit ($dt = 20$ nsec = Laserimpulslänge) absorbierte Photonenkonzentration berechnet werden²⁾. Unter der Annahme, daß jedes absorbierte Photon ($h\nu_{blau}$) ein Elektron erzeugt, ist die Konzentration dn der Photoelektronen bekannt. Andererseits ergibt sich aus der Differenz der effektiven Elektronenkonzentrationen $n_{k, \text{Laserstrom}}$ und $n_{k, \text{Sekundärstrom}}$ der Bestand n an Elektronen, der alleine am Laserstrom teilnimmt. Mit Hilfe der Beziehung

$$n = \frac{dn}{dt} \cdot \tau_w$$

kann somit die Lebensdauer τ_w berechnet werden. Mit den Werten: $dn = 1,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; $dt = 2 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$; $n = n_{k, \text{Laserstrom}} - n_{k, \text{Sekundärstrom}} = 1,35 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ folgt:

$$\tau_w = 2 \cdot 10^{-9} \text{ sec} ,$$

was in Übereinstimmung mit früheren Ergebnissen²⁾ steht.

Eine Abhängigkeit der Lebensdauer τ_w von der Laserintensität, der Temperatur oder der Dotierung wurde an dieser Stelle nicht untersucht; solche Messungen könnten jedoch Aufschluß über den Rekombinationsmechanismus der Leitungselektronen ergeben.

b) Einfluß der Laserstrahlung auf die Driftbeweglichkeit bei Temperaturen $T < 60$ K

Im Temperaturbereich $T < 60$ K wird die mikroskopische Beweglichkeit durch die Erzeugung von Photoelektronen in zweifacher Weise beeinflusst. Durch die Verschiebung des Quasiferminiveaus wird ein Teil der Donatoren von positiv nach elektrisch neutral umgeladen, diese elektrisch neutralen Störstellen tragen zur Störstellenstreuung nicht mehr bei. (Die Streuung an ungeladenen Störstellen ist nach Erginsoy⁷²⁾ um Größenordnungen kleiner).

Gleichzeitig nimmt auch die Störstellenleitung ab, da eine Fortbewegung von Elektronen zwischen den Donatoren (hopping-conductivity) nur möglich ist, wenn genügend Donatoren ionisiert sind.

Auf die Driftbeweglichkeit macht sich zusätzlich noch der Einfluß des Trappingfaktors f_2 bemerkbar. Mit zunehmender Besetzung der flachen Donatoren N_{D_2} , werden Trappingeffekte zwischen diesen Donatoren und den Leitungselektronen ausbleiben. Im Grenzfall hoher Laseranregung wird auch in diesem Temperaturbereich der Wert der Driftbeweglichkeit $\mu_D^{||, \perp}$ den der mikroskopischen Beweglichkeit $\mu^{||, \perp}$ erreichen.

In den Abb. 28 und 29 zeigen die nach Meßmethode 2 bestimmten Driftbeweglichkeiten $\mu_{D, photo}^{||, \perp}$ zwischen 30 K und 40 K ein Maximum; zu tieferen Temperaturen hin nimmt die Driftbeweglichkeit ab. Bei der relativ schwachen Laseranregung ($J = 2 \text{ MW/cm}^2$) können die verschiedenen Einflüsse der Störstellen nur teilweise kompensiert werden. In Abb. 30 (Kr. 14) steigt die Driftbeweglichkeit $\mu_{D, photo}^{||, \perp}$ bis zum Ende der Meßkurve bei $T = 8$ K an. Kristall 14 besitzt eine sehr geringe Störstellenkonzentration,

so daß auch bei Temperaturen $T < 60$ K die piezoelektrische Streuung der dominierende Streuprozess zu sein scheint.

Abschließend kann festgestellt werden, daß die Untersuchungen mit Hilfe der Photoelektronen zu einem besseren Verständnis der Prozesse, die für die Driftbeweglichkeit von Bedeutung sind, beitrugen und die Messungen mit rein thermisch angeregten Elektronen insbesondere bei tiefen Temperaturen ergänzten.

V Zusammenfassung

An reinen und schwach dotierten (Li,Cu) ZnO-Kristallen wurde die Driftbeweglichkeit von Leitungselektronen mit Hilfe des elektro-akustischen Effektes gemessen. Die Driftbeweglichkeit wurde parallel und senkrecht zur c-Achse bestimmt. Es wurden zwei Meßverfahren angewandt; im Temperaturbereich von 50 K bis 330 K wurden mit der Meßmethode 1 rein thermisch angeregte Elektronen und im Temperaturbereich von 10 K bis 90 K wurden mit der Meßmethode 2 durch Zweiquantenabsorption erzeugte Photoelektronen untersucht.

Dabei konnten folgende Ergebnisse festgestellt werden:

- 1) Die Driftbeweglichkeit ist im untersuchten Temperaturbereich von 60 K bis 330 K stark anisotrop. Dieser experimentelle Befund wird auf die Anisotropie der piezoelektrischen Streuung zurückgeführt. Auf Grund der Verstärkung der transversal akustischen Phononen durch den elektro-akustischen Effekt, ist die piezoelektrische Streuung auch bei Raumtemperatur noch der dominierende Streuprozess.
- 2) Der Verlauf der Driftbeweglichkeit kann im Rahmen der nicht-linearen Trappingtheorie und mit Hilfe der Streumechanismen, die auch für den Halleffekt maßgebend sind, theoretisch verstanden werden.
- 3) Die Driftbeweglichkeit kann bei fester Temperatur durch zusätzliche Erzeugung von freien Leitungselektronen - z.B. durch inneren Photoeffekt - vergrößert werden und im Grenzfall den Wert der mikroskopischen Beweglichkeit erreichen. Dieser experimentelle Befund wird in der Weise erklärt, daß durch die Erzeugung von Photoelektronen das Quasiferminiveau in Richtung Leitungsbandkante verschoben wird und dadurch - abhängig von der Lage des Quasiferminiveaus - Störstelleneffekte wie Trapping, Störstellenstreuung und Störstellenleitung einen geringeren Einfluß auf die Driftbeweglichkeit ausüben.

Literaturnachweis:

- 1) Seitz, M.A., Whitmore, D.H., J. Phys. Chem. Solids 29, 1033 (1968)
- 2) Mollwo, E., Pensl, G., Z. Physik 228, 193 (1969)
- 3) Wagner, P., Erlanger Diplomarbeit (1972)
- 4) Wagner, P., Helbig, R., J. Phys. Chem. Solids 35, 327 (1972)
- 5) Voigt, W., Lehrbuch der Kristallphysik, Teubner, Leipzig (1910)
- 6) Kyame, J.J., J. Acoust. Soc. Am. 21, 159 (1949)
- 7) Kyame, J.J., J. Acoust. Soc. Am. 26, 990 (1954)
- 8) Hutson, A.R., White, D.L., J. Appl. Phys. 33, 40 (1961)
- 9) McFee, J.H., J. Appl. Phys. 34, 1548 (1962)
- 10) Keller, O., Phys. Rev. B 10, 1585 (1974)
- 11) Bateman, T.B., J. Appl. Phys. 33, 3309 (1962)
- 12) White, D.L., J. Appl. Phys. 33, 2547 (1962)
- 13) Mason W.P., Physical Acoustic, Vol IV, Part A, Academic Press, New York, London (1966)
- 14) Ishiguro, T., Uchida, I., Suzuki, T., Sasaki, Y.,
IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics,
SU-12, 9 (1965)
- 15) Uchida, I., Ishiguro, T., Sasaki, Y., Suzuki, T.,
J. Phys. Soc. Japan 19, 674 (1964)
- 16) Parameter, R.H., Phys. Rev. 89, 990 (1953)
- 17) Weinreich, G., Phys. Rev. 107, 317 (1957)
- 18) Katilyus, R., Sovj. Phys. Solid State 10, 359 (1968)
- 19) Gulyaev, Y.V., Sovj. Phys. Semicond. 2, 525 (1968)
- 20) Hutson, A.R., Phys. Rev. Letters 9, 296 (1962)
- 21) Greebe, C.A.A.J., Phys. Letters 4, 45 (1963)
- 22) Greebe, C.A.A.J., Philips Res. Rept. 21, 1 (1966)
- 23) Southgate, P.D., Spector, H.M., J. Appl. Phys. 36, 3728 (1965)
- 24) Mosekilde, E., Phys. Rev. B 2, 3234 (1970)
- 25) Gurevich, V.L., IX. Int. Conf. on the Physics of Semicond.,
Moskau (1968)
- 26) Meyer, N.I., Jørgensen, M.H., Festkörperprobleme X (1970)
- 27) Hotchkiss, D.R., J. Appl. Phys. 35, 2455 (1964)
- 28) Pensl, G., Erlanger Diplomarbeit (1969)
- 29) Koren, G., phys. stat. sol. (b) 61, 277 (1974)
- 30) Helbig, R., J. Crystal Growth 15, 25 (1972)
- 31) Jahnke, B., Erlanger Diplomarbeit (1970)
- 32) Smith, R.W., Phys. Rev. Letters 9, 87 (1962)

- 33) Moore,A.R., Phys.Rev.Letters 12, 47 (1963)
- 34) Ishida,A., Hamaguchi,C., Inuishi,Y.,
J.Phys. Soc.Jap.20, 1946 (1965)
- 35) Rannestad,A., Phys.Rev.155, 744 (1966)
- 36) Meyer,N.I., Jørgensen,M.H., Mosekilde,E.,
Proceedings of the International Conference of
the Physics of Semiconductors, Kyoto (1966)
- 37) McFee,J.H., Thien,P.K., J.Appl.Phys.37, 2754 (1966)
- 38) Fossum,H.J., Rannestad,A., J.Appl.Phys.38, 5177 (1967)
- 39) Wettling,W., Braun,M., phys.stat.sol.34, 221 (1969)
- 40) Zucker,J., Zemon,S., Wasko,J.H., Proc.Int.Conf.on
II-VI Compounds, S 919, Benjamin (1967)
- 41) Zucker,J., Zemon,S.A., Wasko,J.H., Proc.Int.Conf.
Semiconductor Physics, S.904, Moskau (1968)
- 42) Keller,O., phys.stat.sol.(a) 8, 61 (1971)
- 43) Brun ,M., Wettling,W., Meyer N.I., Phys.Lett.31A, 31 (1970)
- 44) Ishida,A., Inuishi,Y., J.Phys.Soc.Jap.25, 443 (1968)
- 45) Wettling,W., Pohlendt,E., Phys.Lett.19, 268 (1965)
- 46) Moore,A.R., Smith,R.W., Phys.Rev.138, A 1250 (1965)
- 47) Bube,R.H., Photoconductivity of Solids, John Wiley
New York (1960)
- 48) Gudden,B., Pohl,R.W., Zs.f.Physik 31, 651 (1925)
- 49) Hecht,K., Zs.f.Phys.77, 235 (1932)
- 50) Glaser,G., Lehfeldt,W., Nachr.a.d.Physik, Astronomie,
Geophysik, Technik 2, 91 (1936)
- 51) Mollwo,E., Müller,G., Wagner,P., Solid State Comm.13, 1283
(1973)
- 52) Zwingel,D., Erlanger Dissertation (1971)
- 53) Mott,F.N., Twose,W.D., Adv.Phys.10, 107 (1961)
- 54) Zook,J.D., Phys.Rev.136, A 869 (1964)
- 55) Galster,G., mündliche Mitteilung
- 56) Blakemore,J.S., Semicond.Statistics, S.130 Pergamon Press
(1962)
- 57) Button,K.J., Cohn,D.R., Dreybrodt,W., Litton,C.W.,
Mollwo,E., Helbig,R., Bull.Am.Phys.Soc.16, 417 (1971)
- 58) Gummel,H., Lax,M., Annals of Physics 2, 28 (1957)
- 59) Rose,A., Concepts in Photoconductivity, Interscience
Publishers,Inc., New York (1963)
- 60) Koenig,S.H., Phys.Rev.110, 988 (1958)
- 61) Ascarelli,G., Brown,S.C., Phys.Rev.120, 1615 (1960)

- 62) Ascarelli, G., Rodriguez, L., Phys.Rev.124, 1321 (1961)
- 63) Brooks, H., Phys.Rev.83, 879 (1951)
- 64) Meijer, H.J.G., Polder, D., Physica 19, 255 (1953)
- 65) Bulat, L.P., Sov.Phys.Semicond.7, 1157 (1974)
- 66) Bardeen, J., Shockley, W., Phys.Rev.80, 72 (1950)
- 67) Devlin, S.S., Phys. and Chemistry of II-VI Compounds,
S.580, J.S.Prenner North-Holland Publ.Comp.,
Amsterdam (1967)
- 68) Crisler, D.F., Cupal, J.J., Moore, A.R., Proc.JEEE 56, 225 (1968)
- 69) Bube, R.H., Mac Donald, H.E., Phys.Rev.121, 473 (1961)
- 70) Hümmer, K., phys.stat.sol.(b) 56, 249 (1973)
- 71) Klingshirn, C., Erlanger Dissertation (1975)
- 72) Erginsoy, C., Phys.Rev.79, 1590 (1963)

Herrn Prof.Dr.E.Mollwo danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit, für sein stetes Interesse bei der Durchführung und für wertvolle Diskussionen.

Den Herren Dr.R.Helbig, Dr.K.Hümmer und Dipl.phys.

P.Wagner danke ich für anregende Gespräche;

Herrn Dipl.phys.F.Gärtner schulde ich Dank für seine Hilfe bei der Aufstellung der Rechenprogramme.

Allen technischen Angestellten dieses Instituts danke ich für die gewissenhaft ausgeführten Arbeiten und für die Hilfsbereitschaft, die sie mir stets entgegenbrachten.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat die vorliegende Arbeit durch Leihgaben und Reisemittel unterstützt.

Lebenslauf

Am 17.9.1940 wurde ich als Sohn des Gymnasiallehrers Erwin Pensl und seiner Ehefrau Bertilla, geb. Fritsch in Falkenau geboren. In den Jahren von 1946 bis 1951 besuchte ich in Ermreuth die Volksschule. Anschließend trat ich in Coburg in die Höhere Schule ein und legte im Juni 1960 am Ernst-Albertinum-Gymnasium die Reifeprüfung ab. Im Wintersemester 1960/61 begann ich an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen/Nürnberg mit dem Physik-Studium. Nach bestandenem Vordiplom fertigte ich am Institut für Angewandte Physik meine Diplomarbeit an und legte im Februar 1969 die Diplom-Hauptprüfung für Physik ab. Bis zum September 1969 war ich am Institut für Angewandte Physik als wissenschaftliche Hilfskraft tätig; anschließend wurde ich an gleicher Stelle als Verwalter der Dienstgeschäfte eines wissenschaftlichen Assistenten übernommen. Im Mai 1969 heiratete ich die Realschullehrerin Alrun Gottwald; unsere Tochter Jutta wurde im Januar 1971 geboren.

Copie - Center 2000

852 ERLANGEN · Obere Karlstr. 30